



Simulation et conception de microsources infrarouges nanophotoniques pour la détection de gaz

Anthony Lefebvre

► To cite this version:

Anthony Lefebvre. Simulation et conception de microsources infrarouges nanophotoniques pour la détection de gaz. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLO002 . tel-01274342

HAL Id: tel-01274342

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01274342>

Submitted on 15 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2015SACLO002

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à
L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572
Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Par

M. Anthony Lefebvre

Simulation et conception de microsources infrarouges nanophotoniques
pour la détection de gaz

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 16 décembre 2015

Composition du Jury :

Mme Angela Vasanelli, Professeur,	MPQ,	Présidente
M. Yasser Alayli, Professeur,	LISV,	Rapporteur
M. Ross Stanley, Chercheur,	CSEM,	Examinateur
M. Patrick Bouchon, Chercheur,	ONERA,	Examinateur
M. Salim Boutami, Ingénieur chercheur,	CEA LETI,	Encadrant
M. Henri Benisty, Professeur,	LCF,	Directeur



Remerciements

J'aimerais commencer ce manuscrit en remerciant toutes les personnes sans lesquelles ce travail n'aurait pas été possible. Au long de mes trois années de doctorat, j'ai bénéficié de l'aide, des conseils, des remarques de nombreuses personnes, qui m'ont permis de réaliser une thèse qui, je l'espère, saura convaincre le lecteur.

Je souhaite tout d'abord remercier mon encadrant au Léti à Grenoble, Salim Boutami, et mon directeur au Laboratoire Charles Fabry à Palaiseau, Henri Benisty. Vos conseils tant du point de vue scientifique qu'organisationnel m'ont été précieux, et m'ont permis de m'épanouir dans la recherche en physique appliquée. La complémentarité des deux laboratoires impliqués dans ce travail m'a permis d'obtenir deux visions complémentaires de la recherche, qui me seront assurément utiles dans la suite de ma carrière.

Pour la partie conception, les nombreuses conversations que j'ai pu avoir avec Pierre Labeye, Alain Glière, Serge Gidon et les autres chercheurs permanents du Léti m'ont permis de mieux cerner mon sujet, d'affiner mes objectifs et de proposer des designs innovants et répondant à la problématique de mon doctorat. Concernant la fabrication des composants dont il est question dans la suite de ce manuscrit, le crédit est à porter à l'équipe filière, Emerick Lorent, David Jacolin et Stéphanie Garcia, qui a réussi à réaliser mes dispositifs malgré les difficultés qui n'ont eu de cesse de se présenter. Enfin, je souhaite remercier vivement toutes les personnes qui m'ont épaulé pour la caractérisation des microsources, et en particulier Pierre Barritault, Olivier Lartigue et Fabien Laulagnet. Mes remerciements vont aussi à toute l'équipe caractérisation du LCPC pour la mise en place des expériences sur le prober automatisé : Philippe Grosse, Olivier Lemonnier, Karen Ribaud et André Miko notamment.

Bien qu'ayant beaucoup moins travaillé sur le site de Palaiseau, j'ai toujours été le bienvenu au LCF et je remercie chaleureusement tout le groupe Naphel pour leur accueil. Pour les caractérisations au FTIR, l'aide de Ioana Doyen, Quentin Lévesque et Daniele Costantini a été cruciale, et je leur suis très reconnaissant de m'avoir accordé du temps pour mes expériences. Le travail amont effectué avec Daniele Costantini et Giovanni Brucoli m'a aussi permis de mettre ma thèse sur les bons rails dès la première année.

D'autre part, comme le travail ne fait pas tout, je voudrais remercier toutes les personnes avec qui j'ai passé de bons moments pendant ces trois ans : Mathieu, Fahem, Ivan, Jean-Guillaume et les autres. Et évidemment, mention spéciale aux thésards de mon bureau qui ont réussi à me supporter pendant tout ce temps : Justin, Julien, Cédric et Ainur.

Je remercie aussi les membres de mon jury d'avoir accepté de lire mon manuscrit et de venir en discuter avec moi lors de ma soutenance, ainsi que les personnes qui ont fait le déplacement pour venir m'écouter.

Pour finir, un grand merci à ma famille qui m'a toujours soutenu et en particulier à ma femme Hélène, qui a traversé ces trois années à mes côtés et à qui je souhaite beaucoup de courage pour sa soutenance prochaine.

Table des Matières

Introduction.....	7
Chapitre I. La détection infrarouge de gaz	9
A. La détection de gaz : Quoi ? Pourquoi ? Comment ?.....	10
1. Quoi ? Carte d'identité du gaz	10
2. Pourquoi ? L'importance de connaître notre environnement gazeux	10
3. Comment ? De la mesure de gaz à l'amélioration de la qualité de vie	11
B. Technologies de détection de gaz.....	13
1. Capteurs chimiques	13
2. Capteurs optiques infrarouges.....	15
3. Comparaison des performances	16
C. Zoom sur les sources infrarouges.....	18
1. Lampe à incandescence et global.....	18
2. Diode électroluminescente.....	19
3. Laser à cascade quantique.....	19
4. Microsource incandescente.....	20
D. Corps noir : lois générales et limitations.....	23
1. Puissance optique émise par un corps chaud	23
2. Efficacité énergétique.....	25
3. Figures de mérite optique.....	28
Conclusion	32
Chapitre II. Contrôle de l'émissivité optique	33
A. Structures optiques pour la mise en forme de l'émissivité.....	34
1. Structures à résonances diélectriques	34
2. Structures à résonances métalliques : la plasmonique.....	37
B. Simulations de la structure retenue : le MIM.....	45
1. Principe de simulation	45
2. Le MIM : mode d'emploi	46
3. Ajout de sélectivité angulaire via la perturbation du couplage critique.....	51
4. Intégration sur la membrane.....	55

C. Résultats sur maquette optique.....	57
1. Fabrication des échantillons.....	57
2. Montage expérimental.....	59
3. Résultats obtenus	61
Conclusion	68
Chapitre III. Optimisation des flux thermiques.....	69
A. Optimisation thermique globale de la membrane et des bras.....	70
1. Présentation de la membrane LETI.....	70
2. Modèle numérique permanent	72
3. Optimisation des pistes	73
B. Compromis rayon de la membrane / temps de chauffe.....	77
1. Modèle semi-analytique dynamique.....	77
2. Résultats de simulation obtenus	80
C. Fabrication des sources	88
1. Fabrication des membranes	88
2. Encapsulation sous vide.....	90
D. Caractérisations électro-optiques	93
1. Mesures statistiques sur prober.....	93
2. Calibration du vide obtenu par WLP.....	97
3. Mesures optiques	99
4. Mesures de flèche	101
5. Mesures dans un prototype de capteur de CO ₂	103
Conclusion	107
Conclusion	109
Annexe : indices du Si₃N₄.....	113
Bibliographie	115

Introduction

Dans un contexte mondial de course à la nouveauté, l'innovation est devenue à la fois la fin et le moyen. De nombreuses technologies de rupture ont vu le jour ces dernières décennies, modifiant profondément nos modes de vies : internet, les smartphones, les réseaux sociaux, les objets connectés (IoT, l'*Internet of Things*), les robots etc. Il est désormais possible de communiquer en temps réel avec le monde entier, de partager des informations avec ses connaissances ou de parfaits inconnus, de faire tenir une encyclopédie dans sa poche ou encore de laisser à son réfrigérateur le soin de mettre à jour la liste de courses. Cependant, toutes ces innovations ont aussi leurs désavantages : addiction, isolement, surconsommation, et une empreinte énergétique qui tend à exploser. Pour ne prendre qu'un exemple, la fréquence de rechargement de nos smartphones augmente de façon critique, les progrès réalisés sur les batteries ne parvenant pas à suivre la complexification effrénée de ceux-ci. Il devient donc nécessaire de développer des produits basse-consommation, voire autonomes, si l'on souhaite avoir une chance de poursuivre dans cette voie de croissance technologique exponentielle.

C'est dans ce cadre que l'on souhaite développer des capteurs de gaz pour la ventilation sur demande. L'idée principale est de ne mettre en route la ventilation, la climatisation ou le chauffage seulement lorsque cela est nécessaire, afin de réduire le gaspillage énergétique. Une des façons de procéder consiste à coupler le fonctionnement des appareils concernés à une mesure de présence humaine, afin de s'assurer que les locaux sont bien utilisés. Le taux de dioxyde de carbone (CO_2) dans l'air est un excellent indicateur, puisqu'il est émis en quantité lorsque l'on respire. Toutefois, le vrai challenge consiste à concevoir des capteurs très basse consommation, qui n'obligent pas à changer de pile tous les ans (opération rarement effectuée par les consommateurs). On cherche donc à réaliser un détecteur de CO_2 qui puisse fonctionner pendant plus de dix ans avec une pile standard, tout en atteignant des performances suffisantes pour l'application visée. Le choix de travailler sur un capteur optique par absorption permet de recentrer l'étude sur la source de rayonnement, typiquement un corps noir, qui est l'élément du système le plus gourmand.

Cette thèse s'inscrit dans un projet de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) intitulé IDEE (*Infrared Directionnal EmittEr*) qui rassemble quatre partenaires :

- Delta Dore, entreprise bretonne spécialisée dans les solutions pour la domotique, est responsable de la partie système optique et électronique, et de la réalisation des prototypes.
- Le LETI (Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information) est un institut de recherche semi-privé du CEA (Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives) basé à Grenoble. Son rôle principal est de fabriquer les sources en salle blanche. Une partie des caractérisations est aussi réalisée sur place en mettant à profit les moyens techniques importants dont jouit ce laboratoire.
- Le LCF (Laboratoire Charles Fabry), rattaché à l'IOGS (Institut d'Optique Graduate School), est un laboratoire académique situé sur le plateau de Saclay, en banlieue parisienne. Son expertise en nanophotonique est requise pour la recherche de nouvelles sources de rayonnement, basées principalement sur la plasmonique.
- Tout comme le LCF, l'INL (Institut des Nanotechnologies de Lyon) est un laboratoire académique dont le rôle est de proposer de nouveaux designs de sources à base de cristaux photoniques diélectriques.

Cette thèse, encadrée par Salim Boutami au LETI et dirigée par Henri Benisty au LCF, s'intéresse principalement au design et à la caractérisation des sources optiques utilisées dans le détecteur.

Le premier chapitre de ce manuscrit permet d'exposer le contexte de ce travail. Après avoir passé en revue les différentes technologies existantes pour la détection de gaz, les raisons pour lesquelles notre choix s'est tourné vers les capteurs de gaz optiques sont exposées. Parmi les nombreuses sources de rayonnement infrarouge existantes, seule l'utilisation de corps noirs miniaturisés permet d'allier à la fois faible consommation, encombrement minimal et prix réduit, caractéristiques essentielles du capteur que l'on souhaite concevoir. Pour finir, les lois qui régissent l'émission de ces structures sont exposées, et une approche analytique du problème permet de dégager la problématique de cette étude : concevoir une source de type micromembrane chauffante suspendue performante à la fois optiquement et thermiquement.

Le second chapitre de ce document se focalise sur l'aspect optique des sources. Le but est de modifier l'émissivité de celles-ci de sorte à n'émettre de la lumière qu'à la bonne longueur d'onde ($\lambda = 4,26\,\mu\text{m}$, absorbée par le CO_2) et dans la bonne direction ($-30^\circ < \theta < 30^\circ$, vers le détecteur). Différentes approches existantes dans la littérature sont examinées, tant à base de résonances diélectriques que métalliques. Finalement, ce sont les résonateurs plasmoniques MIMs (Métal/Isolant/Métal) horizontaux qui s'avèrent les plus prometteurs, et qui sont à la base du travail réalisé durant cette thèse. Après avoir décrit en détail le fonctionnement de ces émetteurs, on propose pour la première fois une manière originale de leur conférer la sélectivité angulaire qui leur manque, en frustrant la résonance par diffraction. Les performances attendues sont calculées, et une maquette de MIMs non suspendue est fabriquée et caractérisée. Les résultats expérimentaux obtenus par spectrométrie en absorption et en émission sont en très bon accord avec la simulation, ce qui augure du meilleur pour leur intégration sur les membranes.

Le troisième et dernier chapitre se concentre sur l'optimisation thermique des sources. Le but est cette fois de favoriser les pertes radiatives utiles vis-à-vis des autres canaux de déperdition d'énergie (conduction et convection). Dans cet objectif, l'étape primordiale consiste à encapsuler les sources sous vide, véritable défi technologique explicité en détail dans ce manuscrit. Puis la géométrie des pistes métalliques permettant de chauffer la membrane est optimisée à l'aide d'un algorithme évolutionnaire, en tenant compte des contraintes de fonctionnement inhérentes à ces dispositifs. Une seconde étude s'intéresse à la dynamique du chauffage de la membrane, et au compromis à trouver entre sa taille et la durée pendant laquelle la chauffer lorsque comme ici la température maximale et l'énergie disponible sont fixés. Les conclusions de cette étude permettent de mieux appréhender les phénomènes thermiques régissant le comportement de ces sources. Pour finir, des membranes sans nanostructures sont caractérisées électriquement, optiquement et mécaniquement, et permettent de vérifier quelques-unes des prédictions théoriques précédentes. Pour conclure, la conception d'un prototype complet de capteur de gaz a permis de mettre en avant le potentiel de ces sources, et d'anticiper le gain apporté par les versions nanostructurées.

Chapitre I.

La détection infrarouge de gaz

A. La détection de gaz : Quoi ? Pourquoi ? Comment ?.....	10
1. Quoi ? Carte d'identité du gaz	10
2. Pourquoi ? L'importance de connaître notre environnement gazeux	10
3. Comment ? De la mesure de gaz à l'amélioration de la qualité de vie	11
B. Technologies de détection de gaz.....	13
1. Capteurs chimiques	13
2. Capteurs optiques infrarouges.....	15
3. Comparaison des performances	16
C. Zoom sur les sources infrarouges.....	18
1. Lampe à incandescence et global.....	18
2. Diode électroluminescente.....	19
3. Laser à cascade quantique.....	19
4. Microsource incandescente.....	20
D. Corps noir : lois générales et limitations.....	23
1. Puissance optique émise par un corps chaud	23
2. Efficacité énergétique.....	25
3. Figures de mérite optique.....	28
Conclusion	32

Ce premier chapitre propose un rapide état de l'art des capteurs de gaz. Dans une première partie, les motivations de l'étude sont mises en avant, en essayant de répondre aux questions : qu'est-ce qu'un gaz, pourquoi le détecter et comment inclure cette détection dans un système complet. Puis, un bref aperçu du fonctionnement des techniques de détection chimiques et optiques les plus communes est présenté. Dans le cadre de la réalisation d'un capteur de CO₂ bas coût et basse consommation pour le contrôle de la ventilation, l'accent est mis plus particulièrement sur les détecteurs infrarouges dont les caractéristiques prometteuses sont analysées. Après avoir passé en revue les différentes sources de rayonnement infrarouge de ces détecteurs, la micromembrane chauffante suspendue au cœur ce travail est présentée en détail. Finalement, quelques considérations physiques liées au rayonnement des corps chauds permettent de préciser la problématique de cette étude. Cette dernière s'articule autour de la maximisation du flux utile émis et de la réduction de la puissance consommée, tant du point de vue optique que thermique. Des facteurs de mérite pertinents sont définis à la fin de ce chapitre, et servent de repères dans la suite de ce manuscrit.

A. La détection de gaz : Quoi ? Pourquoi ? Comment ?

1. Quoi ? Carte d'identité du gaz

Le terme « gaz », du grec χάος, chaos, est attribué à un médecin flamand, Jean-Baptiste Van Helmont, qui l'employa pour la première fois au début du XVII^{ème} siècle au cours de ses expériences sur le vide. La phase gazeuse est l'une des trois phases classiques dans lesquelles on peut trouver la matière, avec la phase solide et la phase liquide. Dans l'état gazeux, la matière ne possède pas de forme définie : elle se contente d'occuper le volume dans lequel elle se trouve. Dans un gaz, la distance moyenne entre les molécules est importante par rapport à leur taille, et celles-ci possèdent suffisamment d'énergie cinétique pour que les forces intermoléculaires soient négligeables. Le modèle du gaz parfait, dans lequel on considère que les molécules se déplacent aléatoirement et n'interagissent que par collisions élastiques, permet de modéliser correctement la plupart des gaz. Il relie la pression P , le volume V , la quantité de matière n et la température T d'un gaz par :

$$PV = nRT \quad [I.1]$$

avec $R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ la constante universelle des gaz parfaits. Cette loi permet d'apprécier de nombreux phénomènes qui régissent les gaz, et s'est révélée extrêmement riche malgré sa simplicité apparente. Les propriétés de l'air, composé principalement de diazote (N_2 , à 78 %) et de dioxygène (O_2 , à 21 %), sont par exemple très bien approximées par l'équation [I.1].

La notion de gaz recouvre une quantité incroyable de composés, des gaz rares monoatomiques comme l'argon (Ar) à des gaz beaucoup plus complexes formés de grosses molécules comme l'halothane ($\text{C}_2\text{HBrClF}_3$), utilisé comme anesthésique, voire des mélanges de plusieurs molécules. Les propriétés de ces gaz sont extrêmement variées, et ont donné lieu à des études extensives, tant en physique qu'en chimie, afin de classer, comparer, et tenter de comprendre au mieux le comportement de ces composés chimiques.

2. Pourquoi ? L'importance de connaître notre environnement gazeux

De par la diversité des gaz présents dans notre environnement, et créés par l'activité humaine (biologique ou technique), il existe de nombreuses raisons de vouloir mesurer la concentration d'une espèce chimique bien précise. Sans prétendre à un recensement exhaustif, il est possible de regrouper ces raisons sous quatre catégories principales :

- Le risque d'explosion : Les gaz dits combustibles sont susceptibles de s'enflammer et/ou d'exploser. Parmi ceux-ci, on trouve entre autres l'hydrogène (H_2), les hydrocarbures tels que le propane (C_3H_8) ou le butane (C_4H_{10}), l'acétylène (C_2H_2), etc. Pour chacun de ces gaz, on définit une limite inférieure d'explosivité (LEL, *Lower Explosive Limit*) et une limite supérieure d'explosivité (UEL, *Upper Explosive Limit*), en pourcentage volumique. Sous la LEL, le gaz n'est pas assez concentré pour s'enflammer, et au-dessus de la UEL le mélange est trop riche en gaz, et pas assez en dioxygène (O_2). Il faut donc absolument veiller à ne pas avoir une concentration C dans l'intervalle d'explosivité : $\text{LEL} < C < \text{UEL}$. Mesurer la concentration de dioxygène dans l'air peut également s'avérer utile, puisque les limites dépendent aussi de la concentration du comburant.
- Le risque toxique : Les gaz toxiques sont ceux qui présentent des risques pour les êtres vivants. Le danger peut survenir par inhalation du gaz, ou simplement par voie cutanée. Ces gaz peuvent être corrosifs (chlorure d'hydrogène, HCl), vésicants (gaz moutarde), innervants (sarin, VX, qui attaquent le système nerveux), asphyxiants (arsine, monoxyde de carbone) etc. Les règles de sécurité dépendent de la toxicité du gaz, du temps d'action, et sont établies au cas par cas. Certains gaz comme le diazote (N_2) sont parfois considérés comme asphyxiants, car ils peuvent

faire chuter la concentration de dioxygène dans l'air lorsqu'ils sont émis en grande quantité (manipulation d'azote liquide en environnement clos par exemple), cependant ils ne présentent pas d'action nocive en tant que tels dans les conditions usuelles de pression.

- Le suivi de fabrication : Dans de nombreux procédés industriels, des gaz interviennent comme réactifs et/ou comme produits : fabrication de solvants, prospection minière, microtechnologies, stockage agricole, etc. La mesure de ces gaz permet donc de suivre l'avancement des processus, de détecter un éventuel dysfonctionnement, et de garantir in-fine la sécurité des travailleurs impliqués.
- La mesure environnementale : Certains gaz, à des doses où ils ne sont pas toxiques pour les êtres vivants par inhalation, peuvent présenter un risque pour l'environnement, comme le méthane (CH_4) ou les chlorofluorocarbures (CFC), responsables respectivement en partie de l'effet de serre et du trou dans la couche d'ozone. Sous cette appellation de mesure environnementale, on classe aussi les mesures de qualité de l'air, extérieur ou intérieur. Le dioxyde de carbone (CO_2), bien que non toxique, peut causer des troubles de la concentration et des migraines lorsqu'il est présent en trop grande quantité^[1]. Les composés organiques volatiles (COV) participent eux aussi à dégrader la qualité de l'air que nous respirons, et sont issus de quasiment tous les objets en plastique, emballages, papiers traités du quotidien. Mesurer la qualité de l'air permet ainsi de prendre des mesures appropriées : signal d'alarme, mise en route de la ventilation, etc.

Les secteurs d'activités qui utilisent des capteurs de gaz sont donc très variés, de l'industrie à la médecine, et de l'agriculture à la défense. Une liste plus complète d'applications et des gaz qui leur sont associés peut être trouvée par exemple dans le *Gas Detection Handbook* de l'entreprise *Gilson Engineering Sales*^[2], spécialisée dans l'instrumentation.

3. Comment ? De la mesure de gaz à l'amélioration de la qualité de vie

La domotique, du latin *domus*, maison, est définie dans le Larousse par l'« Ensemble des techniques visant à intégrer à l'habitat tous les automatismes en matière de sécurité, de gestion de l'énergie, de communication, etc. ». Le but de la domotique est d'automatiser un certain nombre de tâches du quotidien afin d'améliorer la qualité de vie dans le domicile. La domotique recouvre de nombreuses applications :

- Télésurveillance, permettant d'observer à distance son domicile via par exemple son smartphone, et d'être averti en cas d'effraction,
- Pilotage à distance de l'ouverture des portes, des volets, de l'alarme, de l'arrosage...,
- Programmation des appareils électroménagers en fonction du tarif horaire de l'électricité,
- Gestion automatique de l'éclairage / du chauffage, en fonction de la lumière / chaleur ambiante et de l'occupation des pièces.

En couplant un grand nombre d'appareils entre eux via une centrale de commande, il est possible de mettre en place des scénarios beaucoup plus complexes, permettant de créer une « ambiance » optimale.



Figure I-1 : Illustration de la solution domotique proposée par l'entreprise Delta Dore¹.

Source : Delta Dore.

De nombreux acteurs industriels se sont déjà lancés sur le marché, et proposent des solutions complètes clé-en-main, pour les professionnels et les particuliers (voir Figure I-1). Parmi ceux-ci, l'entreprise française Delta Dore souhaite commercialiser un système de ventilation automatisée en fonction du taux d'occupation des pièces^[3,4]. Dans les salles de réunion, les écoles ou les bureaux, ce taux d'occupation est très variable, et dans un souci d'économie d'énergie il est intéressant de pouvoir ventiler ces pièces seulement lorsque cela s'avère nécessaire. L'économie ne concerne pas seulement l'énergie de ventilation mécanique, puisque le plus souvent l'air « frais » doit aussi être réchauffé (l'hiver) ou refroidi (l'été) suivant le choix de prise d'air.

Le CO₂ est produit par la respiration humaine, et sa concentration dans une pièce est fonction du nombre d'occupants, de leur taille et de leur activité. Ce gaz, présent à une concentration de 400 ppm (parties-par-million) dans l'atmosphère, est considéré comme peu toxique en soi : l'OSHA (*Occupational Safety and Health Administration*) et l'ASHRAE (*American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers*) recommandent de ne pas dépasser une concentration de 5 000 ppm, bien qu'il ait été démontré récemment que des concentrations de CO₂ de 1 000 ppm pouvaient affecter nos capacités de réflexion^[1]. Il est toutefois souvent utilisé comme traceur pour juger de la présence d'autres gaz indésirables, comme les bio-effluents humains (sueur, odeur corporelle), dont les taux de génération sont corrélés. Le seuil généralement accepté est alors de 1 000 ppm pour garantir une qualité d'air acceptable. Il semble donc approprié de coupler la mise en marche de la ventilation à la concentration de CO₂ mesurée.

Toutefois, étant donné les constantes de temps assez longues de la génération et de la diffusion de ces gaz, la mesure continue est souvent superflue. Une mesure ponctuelle toutes les cinq minutes suffit pour saisir la dynamique générale du phénomène. Dans ce cadre, en considérant une durée de vie de l'ordre d'une dizaine d'années, le capteur sera amené à effectuer environ un million de mesures au cours de son existence (10 ans $\approx 5,3 \cdot 10^6$ minutes). Dès lors, un fonctionnement sur pile peut être envisagé si la consommation par mesure est suffisamment faible, typiquement en dessous de dix millijoules (une batterie de 1 000 mAh sous 3 V peut délivrer jusqu'à $11 \cdot 10^6$ mJ).

On cherche donc à créer un détecteur de CO₂ peu encombrant, bon marché, nécessitant peu ou pas d'entretien et très peu gourmand en énergie tout en achevant des performances correctes, avec des précisions de l'ordre de quelques dizaines de parties-par-million. La section suivante décrit les technologies de détection de gaz les plus courantes, et propose un comparatif afin de sélectionner celle qui semble la plus à même de remplir ce cahier des charges.

¹ <http://www.deltadore.fr/domotique>

B. Technologies de détection de gaz

Un capteur de gaz est un transducteur permettant de faire correspondre à un gaz de concentration donnée un signal électrique correspondant, la plupart du temps un courant ou une tension. Chimiques, optiques, thermiques, de nombreuses approches ont été explorées pour réaliser des capteurs de gaz. Les paragraphes suivants détaillent le fonctionnement des quatre types de capteurs les plus courants, et démontrent pourquoi les détecteurs optiques sont les plus prometteurs pour l'application visée. Pour plus de détail, le lecteur pourra consulter des références externes^[2,5,6] qui décrivent précisément ces technologies.

1. Capteurs chimiques

Dans un capteur chimique, l'espèce à mesurer est le plus souvent utilisée comme réactif limitant d'une réaction ayant lieu à la surface du capteur. Ceci impose donc que le gaz diffuse jusqu'aux zones réactives du capteur : on parle alors de mesures de contact.

a) Capteur électrochimique

Les premiers capteurs électrochimiques datent des années 1950, où ils étaient utilisés initialement pour mesurer la concentration en dioxygène de l'air^[7]. Ils sont composés de trois électrodes immergées dans un même électrolyte (solution saline ou acide minéral). La cellule est isolée du milieu extérieur par une membrane semi-perméable qui retient l'électrolyte tout en laissant passer le gaz. Ce gaz vient réagir sur l'électrode de travail, via une réaction d'oxydation ou de réduction. En parallèle, une réaction complémentaire a lieu au niveau de la contre-électrode. Ces deux électrodes étant maintenues à des potentiels électriques différents, un courant directement proportionnel à la concentration du gaz d'intérêt est créé entre celles-ci, et mesuré par un système de lecture. La troisième électrode, dite de référence, permet de réduire les phénomènes de dérive. Isolée du gaz, elle permet ainsi de calibrer la mesure. La Figure I-2 illustre ce type de capteur. Les capteurs électrochimiques peuvent détecter toutes sortes de gaz toxiques : sulfure d'hydrogène (H₂S), monoxyde de carbone (CO), cyanure d'hydrogène (HCN) etc. Pour la détection du monoxyde de carbone, les réactions mises en jeu sont par exemple :

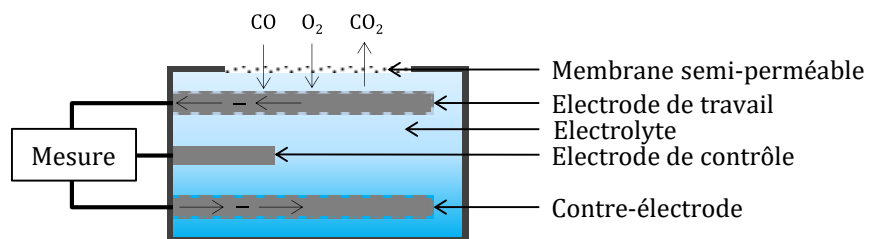
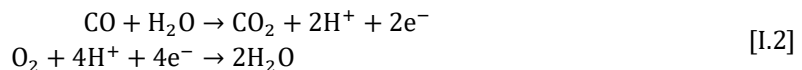


Figure I-2 : Schéma d'un capteur électrochimique.

Du fait de leur très faible consommation électrique, ces capteurs sont largement utilisés dans les instruments portables, alimentés par batterie. La sélectivité est obtenue grâce au choix des matériaux utilisés (électrodes et électrolyte) et éventuellement grâce à l'ajout de filtres spécifiques sur les membranes. La durée de vie de ces capteurs est de quelques années, et dépend de l'environnement dans lequel ils sont utilisés. Les températures et les taux d'humidités extrêmes peuvent entraîner une perte d'électrolyte par évaporation (séchage) qui détériore le fonctionnement du capteur.

b) Capteur catalytique

Descendants des lampes de sûreté à flamme qui étaient utilisées dans les mines pour prévenir les coups de grisou, les capteurs catalytiques sont les plus répandus. Ils sont utilisés pour détecter toutes sortes de gaz combustibles : méthane (CH₄), propane (C₃H₈), éthanol (C₂H₆O), etc. Le composant principal de ces détecteurs est un filament chauffé à quelques centaines de degrés, recouvert d'un matériau aux

propriétés catalytiques (palladium, rhodium...), activées dans ces plages de température. Ce filament va permettre la combustion du gaz à mesurer en dessous de sa température d'auto-inflammation, entraînant un échauffement supplémentaire et une modification de sa résistance. Un second filament, isolé du gaz, est généralement utilisé comme référence et permet de s'affranchir des variations de température, de pression et d'humidité. L'utilisation d'un pont de Wheatstone permet de mesurer la variation de résistance et de remonter à la concentration du gaz. Ce principe est illustré sur la Figure I-3. La réaction d'oxydation du méthane dans l'air est donnée par :

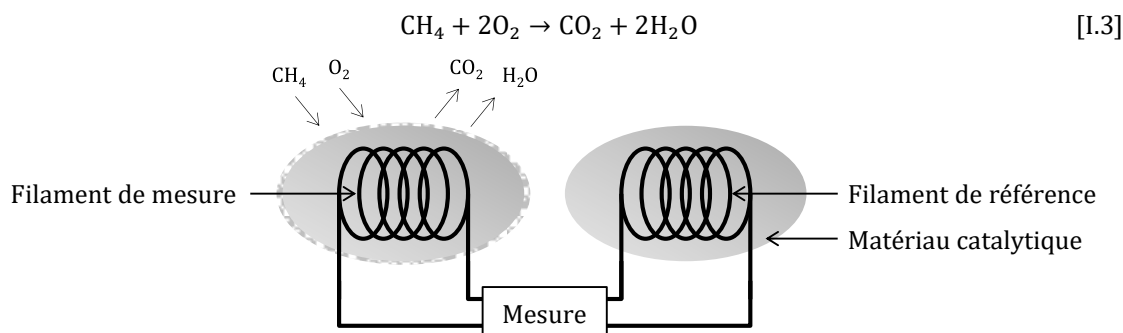


Figure I-3 : Schéma d'un capteur catalytique.

Peu chers et offrant des performances correctes, ces capteurs ne sont pas, malgré la catalyse, particulièrement spécifiques à une espèce chimique, et il convient d'être prudent lors de mesures sur des mélanges gazeux. Le matériau catalytique est sujet à l'empoisonnement par d'autres gaz (les silicones par exemple, ou le monoxyde de carbone), et peut être inhibé par les composés halogénés. Dans le cas d'expositions à de fortes concentrations de gaz, la durée de vie du capteur peut être fortement réduite.

c) Capteur à base de semi-conducteur

La sensibilité des jonctions PN à leur environnement gazeux est connue depuis les débuts de l'électronique intégrée, et était initialement problématique. C'est en 1968 que M. Taguchi tire parti de ce phénomène et crée le premier capteur de gaz à base de semi-conducteur, maintenant aussi connu sous le nom de TGS, *Taguchi Gas Sensor*^[8]. A la surface de semi-conducteurs d'oxydes métalliques tels que l'oxyde d'étain (SnO_2) ou d'indium (In_2O_3), des atomes d'oxygène sont adsorbés et viennent capturer des électrons par ionisation :



Les charges positives laissées en profondeur créent une différence de potentiel entre les grains qui constituent le matériau, ce qui influence sa résistance : plus importante pour un dopage n, moins pour un dopage p. Lorsqu'un gaz réagit avec les molécules d'oxygène, il libère un électron, ce qui modifie la résistance du matériau et permet de détecter sa présence et de calculer sa concentration (on se rapproche à ce niveau des capteurs ISFET, *Ion Sensitive Field Effect Transistor*, qui fonctionnent selon le même principe^[9]). La nature des gaz susceptibles de réagir avec les ions oxygène adsorbés dépend de la température, raison pour laquelle la plupart de ces capteurs embarquent un système de chauffage. La Figure I-4 présente ce concept en prenant pour exemple la détection du monoxyde de carbone dont l'équation chimique est :



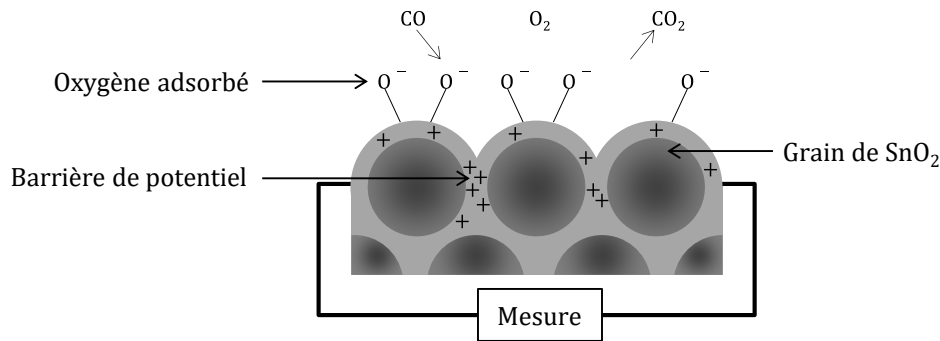


Figure I-4 : Schéma d'un capteur à base de semi-conducteur.

Les avantages de cette technologie sont une durée de vie importante (plus d'une dizaine d'années) et un fonctionnement dans une gamme de concentration étendue. Cependant, ce capteur est lui aussi susceptible d'être empoisonné et doit être entretenu régulièrement. De plus, comme les autres capteurs chimiques, il doit être couplé à des filtres pour garantir une certaine spécificité vis à vis du gaz à mesurer. Plus d'informations peuvent être trouvées dans le récent article de Neri^[10].

2. Capteurs optiques infrarouges

Les capteurs optiques, à la différence des capteurs chimiques présentés dans la section précédente, n'ont pas besoin d'être en contact direct avec le gaz, et peuvent opérer à distance. Ceci leur confère un avantage indéniable, puisqu'il n'y a alors pas de risque de contamination, d'empoisonnement ou d'endommagement, réduisant de ce fait le besoin d'entretien.

Ces capteurs exploitent le fait que la plupart des gaz possèdent un spectre d'absorption unique, qui définit les longueurs d'onde susceptibles d'être absorbées par les molécules qui les constituent. Ces résonances correspondent à des transitions des modes de vibration/rotation, situés pour la plupart dans la fenêtre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge. Seuls les gaz diatomiques apolaires (H_2 , O_2 , N_2 ...) sont difficilement détectables par cette technologie du fait de l'absence de couplage entre leurs modes de vibration et le rayonnement électromagnétique. La Figure I-5 présente quelques spectres d'absorption de gaz purs d'intérêt pour les mesures de pollution atmosphérique, extraits de la base de données HITRAN^[11]. On voit que le CO_2 est un absorbant remarquable (son absorptivité molaire ϵ est nettement supérieure à celle des autres gaz), ce qui est cohérent avec le fort dipôle des liaisons $\text{C}=\text{O}$.

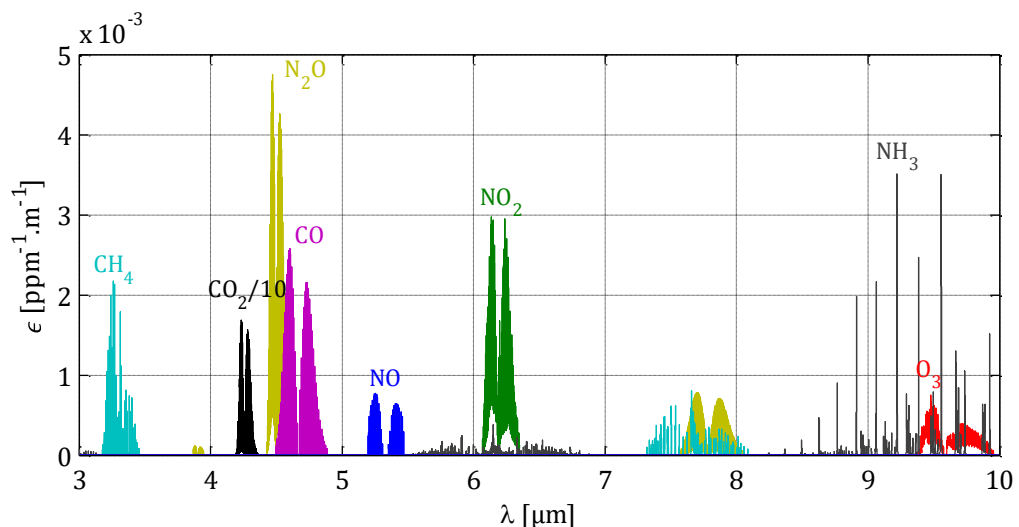


Figure I-5 : Spectres d'absorption de différents gaz dans le moyen infrarouge.

Formellement, la détection infrarouge consiste à détecter une variation d'une propriété du gaz suite à son illumination par un rayonnement infrarouge. Dans le cas de la détection photoacoustique par exemple, un rayonnement modulé en amplitude à une fréquence acoustique est envoyé dans une cavité ou cellule à gaz. Les cycles de dilatation / contraction du gaz créent des ondes de pression (du son) qui sont détectées par un ou plusieurs microphones. Néanmoins, la plupart des capteurs optiques actuellement utilisés se basent sur des mesures optiques. Dans ce cas, le capteur comporte trois éléments principaux : une source lumineuse, une cavité et au moins un détecteur. La source émet un rayonnement dirigé à travers la cavité remplie de gaz, puis mesuré sur le détecteur. La concentration du gaz d'intérêt C est alors donnée par la baisse d'intensité constatée, suivant la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 10^{-\epsilon LC} \quad [I.6]$$

avec I l'intensité mesurée en présence de gaz, I_0 l'intensité mesurée sans gaz, ϵ le coefficient d'absorptivité du gaz et L la longueur de la cavité.

Cette technique est appelée NDIR, pour *Non Dispersive InfraRed*. En effet, à l'inverse d'un fonctionnement dispersif basé par exemple sur un prisme, l'intégralité du spectre interagit ici avec le gaz. La sélectivité vis à vis des différentes espèces chimiques est obtenue grâce à l'ajout d'un filtre avant le détecteur, qui permet de ne mesurer qu'une bande spectrale bien précise. L'ajout d'une voie de référence permet de s'affranchir de la dérive de la source, et des variations de température. Elle peut être implémentée selon différentes configurations : deux sources et deux détecteurs avec une cavité de référence, une source et un détecteur avec un système de hacheur et une détection synchrone, ou encore une source et deux détecteurs utilisant deux filtres différents comme illustré sur la Figure I-6.

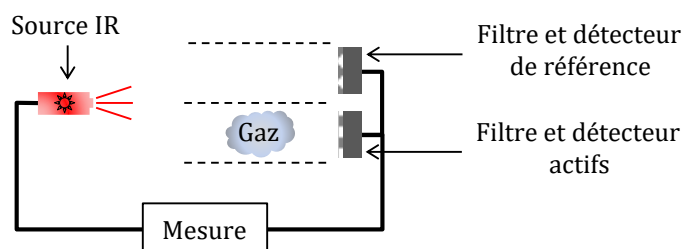


Figure I-6 : Schéma d'un capteur infrarouge.

Bien qu'ils soient considérés comme des détecteurs complexes, les détecteurs infrarouges offrent des performances intéressantes pour la mesure de gaz. Leur principal avantage est le cloisonnement des optiques (source, filtre et détecteur) vis à vis du gaz, qui permet de les utiliser dans des environnements hostiles, sans détérioration du capteur. La durée de vie de ces capteurs est relativement élevée (de l'ordre de la dizaine d'années) et le peu d'entretien requis les rend particulièrement désirables pour un fonctionnement en autonomie. Les points négatifs des détecteurs infrarouges sont l'encombrement (la cavité doit être assez longue pour que l'absorption soit significative, voir équation [I.6]), la consommation énergétique importante et un coût de production plus élevé que les capteurs chimiques. Hodgkinson et Tatam ont récemment publié une synthèse des recherches menées dans le domaine de la détection optique des gaz^[12].

3. Comparaison des performances

Chacun des capteurs présentés dans les paragraphes précédents possède ses avantages et ses inconvénients. Le Tableau I.1 propose une comparaison de ces détecteurs en fonction de différents critères, et fait ressortir le potentiel des capteurs infrarouge.

Capteur	Sensibilité	Sélectivité	Temps de réponse	Durée de vie	Entretien	Contamination	T° - H ₂ O	Consommation	Prix
Electrochimique	0	0	0	–	0	–	0	+	+
Catalytique	0	–	0	0	0	–	–	0	+
Semi-conducteur	0	–	0	+	–	–	–	0	+
Infrarouge	0	+	+	+	+	+	0	–	–

Tableau I.1 : Récapitulatif des performances des différents capteurs de gaz.

Le très faible besoin d'entretien du détecteur infrarouge associé à sa longue durée de vie est un argument de poids pour l'application visée. En effet, dans le contexte de la domotique, le détecteur de CO₂ doit pouvoir se faire oublier, et fonctionner en complète autonomie le plus longtemps possible. Le principal obstacle à l'utilisation de ces capteurs est leur consommation énergétique élevée, qui tend à proscrire un fonctionnement sur pile. L'objet de ce manuscrit sera donc tourné vers l'amélioration de l'efficacité de ces capteurs, de sorte à maximiser le signal émis tout en réduisant la puissance consommée. On se concentre par la suite principalement sur la source de rayonnement infrarouge. En effet c'est la partie du capteur la plus gourmande en énergie et donc la plus critique en vue de remplir le cahier des charges fixé.

C. Zoom sur les sources infrarouges

Avant de rentrer dans le détail des performances spectrales des sources infrarouges, qui seront détaillées dans la section suivante, on donne d'abord ici un aperçu d'ordre pratique plus que physique des différentes sources utilisables. Beaucoup de chemin a été parcouru depuis les premiers systèmes infrarouges. Les lampes à incandescence ont laissé la place aux diodes électroluminescentes, puis aux lasers à cascade quantique. Ces dispositifs de plus en plus complexes ont permis d'améliorer la puissance et l'efficacité du rayonnement généré, repoussant *de facto* les limites de détectivité. Cependant, ces dispositifs restent relativement chers, et ne conviennent pas aux applications grand public. En parallèle se sont développées des microsources thermiques, sortes d'ampoules miniatures qui compensent leurs performances plus modestes par un coût bien moins élevé. Dans notre cas, c'est ce type de source qui s'avère le plus adapté, et qui sera donc présenté en détail subséquent.

1. Lampe à incandescence et global

La lampe à incandescence est la source lumineuse la plus commune, principalement utilisée pour l'éclairage. La Figure I-7 schématise les différents composants d'une lampe à incandescence «classique». Développée à la fin du XIX^e siècle, c'est la mise en forme du filament qui a longtemps entravé son développement. Un procédé de traitement du tungstène mis en place en 1910 et le rendant plus ductile a permis d'obtenir la forme classique de double spirale, améliorant l'efficacité de ces sources et contribuant ainsi à leur succès. Le filament métallique est chauffé entre 2000°C et 3000°C par effet Joule, en y faisant circuler un courant électrique. La mise sous vide ou sous gaz inerte est indispensable et permet d'empêcher sa combustion en présence du dioxygène de l'air. Il rayonne alors sur un large spectre de longueurs d'ondes en accord avec la loi du corps noir (voir équation [I.7]). Seule une petite partie de ce rayonnement est émise dans le visible et contribue à l'éclairage effectif (typiquement 2 % à 5 %), ce qui rend cette source peu efficace. Pour gagner en efficacité, il faut chauffer le filament à plus haute température, ce qui accélère la vaporisation du métal et réduit la durée de vie du dispositif. Un compromis doit donc être trouvé pour parvenir à un point de fonctionnement optimal. Des gaz halogènes peuvent aussi aider à redéposer sur le filament le tungstène vaporisé, mais quel que soit l'avantage ainsi obtenu, le compromis est juste déplacé et le rendement reste faible.

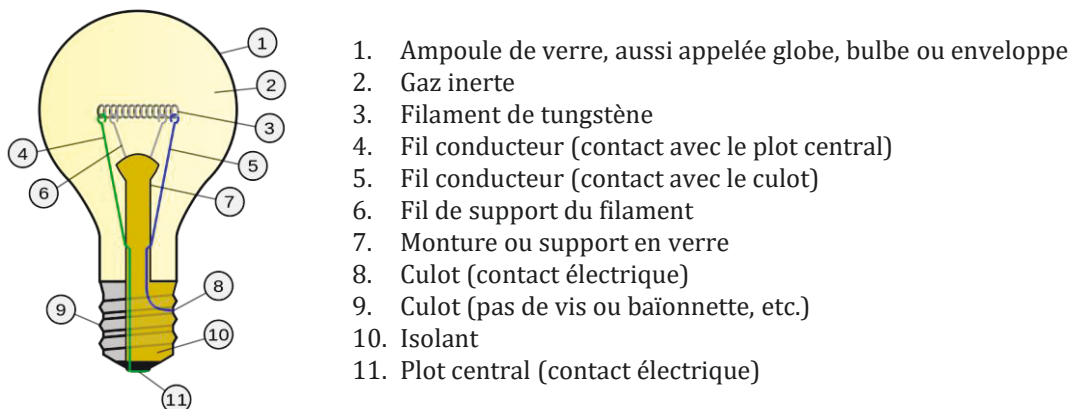


Figure I-7 : Schéma d'une lampe à incandescence. Source : Wikimedia Commons.

Cependant, l'utilisation de ce type de source n'est pas appropriée dans l'infrarouge. En effet, l'ampoule de verre, transparente dans le visible devient opaque au-dessus d'une longueur d'onde de 2 μm (un peu plus loin dans l'infrarouge pour le quartz), et bloque donc l'émission dans toute cette gamme spectrale. L'utilisation d'une source à l'air libre est donc nécessaire pour émettre dans l'infrarouge moyen (3 μm) et adresser les absorptions moléculaires primaires (Figure I-5), ce qui impose de travailler à des températures moins élevées, et donc avec des flux plus faibles. Le global (contraction de l'anglais «*glow bar*») est une source qui se présente sous la forme d'un tube de carbure de silicium (SiC), détourné en «dentelle» pour ne chauffer que dans une zone choisie. Celui-ci est chauffé électriquement à une température d'environ 1000°C, et possède un spectre d'émission assez proche de celui d'un corps noir.

Ce type de source est particulièrement utilisé par exemple pour la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR, *Fourier Transform InfraRed Spectroscopy*), ou dans les fourneaux industriels, pour fondre des matériaux. Ces sources restent néanmoins encombrantes, et sont de nos jours rarement utilisées dans des capteurs de gaz.

2. Diode électroluminescente

Les diodes électroluminescentes (LED, *Light-Emitting Diode*) sont des dispositifs à base de semi-conducteurs permettant de transformer un courant électrique en un flux de photons. En mettant en contact un matériau semi-conducteur de type p (riche en trous) avec un autre de type n (riche en électrons), la différence de niveau de Fermi crée une jonction PN. Appliquer une tension aux bornes de ce dispositif permet d'injecter des porteurs dans la structure, qui peuvent dans certains cas se recombiner à la frontière entre les deux matériaux en émettant des photons. L'énergie de ces photons dépend du gap des matériaux utilisés, et peut être accordée du bleu (InGaN, nitrure de gallium-indium) à l'infrarouge proche (AlGaAs, arséniure de gallium-aluminium). La Figure I-8 illustre le principe de fonctionnement d'une LED, et le diagramme de bande associé.

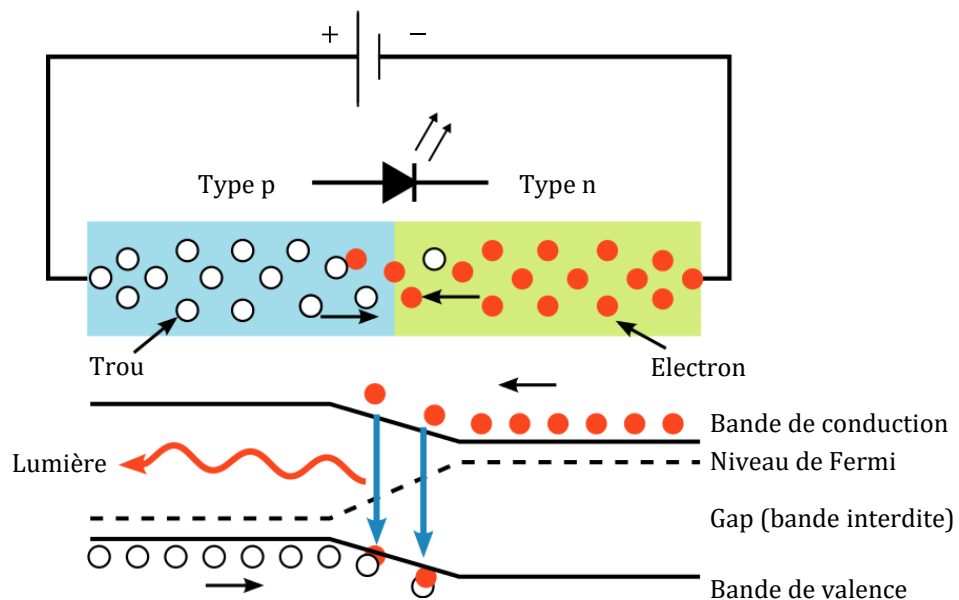


Figure I-8 : Schéma d'une LED et diagramme de bande correspondant. Source : Wikimedia Commons.

Les LEDs sont plus efficaces que les lampes traditionnelles à incandescence, notamment grâce au fait qu'elles n'émettent de la lumière que dans une gamme de longueur d'onde restreinte. Leur principale limitation reste la difficulté d'extraire les photons du matériau semi-conducteur, à cause du haut indice de réfraction de celui-ci (autour de 3 en général), conduisant à des phénomènes de réflexion totale. Elles tendent ainsi à remplacer peu à peu les lampes classiques pour l'éclairage dans la vie courante. Elles sont facilement intégrables, peu coûteuses et peuvent atteindre des durées de vies très importantes. Cependant, leur efficacité dans le moyen infrarouge est limitée par la compétition avec les phénomènes de recombinaisons non radiatives, croissant en λ^3 .

3. Laser à cascade quantique

Qui dit laser et semi-conducteur pense d'abord à une diode laser. Grossièrement, en plaçant une LED dans une cavité résonante, une condition d'interférence est imposée et mène à la réalisation d'une diode laser monochromatique, très utilisée entre autre pour les télécommunications dans le proche infrarouge, jusque vers $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ (alliages GaInAsP). Cependant, les longueurs d'ondes atteignables dépendent du gap des matériaux utilisés, et ne couvrent malheureusement pas le moyen infrarouge pour les matériaux considérés comme industriels. La raison est essentiellement la même que pour les LEDs, à savoir la chute de la probabilité de recombinaison radiative suivant une loi en λ^3 .

Une alternative permettant d'émettre des faisceaux brillants dans cette partie du spectre électromagnétique a été proposée en 1994 par les laboratoires Bell : le laser à cascade quantique (QCL, *Quantum Cascade Laser*)^[13]. Celui-ci est basé sur l'utilisation de puits quantiques, des couches très fines de semi-conducteur, dans lesquels les électrons ne peuvent se situer que sur des niveaux d'énergie discrets et quantifiés dans la bande de conduction. On utilise alors ces transitions dites inter-sous-bande en lieu et place des transitions inter-bandes utilisées par les diodes lasers pour émettre des photons moins énergétiques, situés dans l'infrarouge. On peut montrer qu'elles ont l'avantage notable qu'à de fortes densités de courant, les recombinaisons radiatives ne s'étalent pas en énergie (les paraboles des sous-bandes ont un écartement constant). Par ailleurs, en mettant en série plusieurs puits quantiques, on peut recycler l'électron, en le faisant transiter par effet tunnel au puits suivant où il émettra à nouveau un photon. Il est alors possible d'obtenir un rendement quantique supérieur à l'unité. Ce phénomène de « cascade » a donné son nom à ce type de laser, et est illustré sur la Figure I-9.

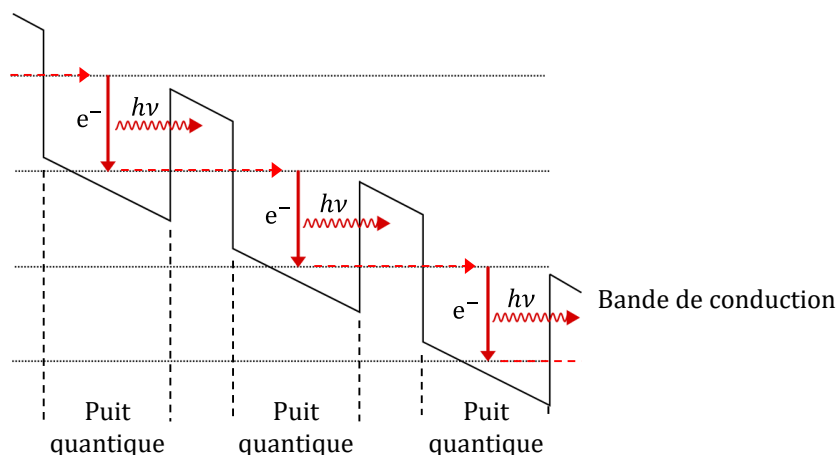


Figure I-9 : Principe du laser à cascade quantique. Source : Wikimedia Commons.

Les QCLs possèdent un atout de taille par rapport aux diodes laser : la possibilité de laser dans l'infrarouge moyen, et par l'ingénierie des bandes interdites, de choisir précisément la longueur d'onde d'émission. En jouant sur l'épaisseur des puits quantiques, on peut modifier les transitions inter-sous-bande et ainsi balayer les longueurs d'onde de $2,6\ \mu\text{m}$ à $250\ \mu\text{m}$. Cette source est donc particulièrement adaptée pour les mesures de gaz, et est utilisée pour des mesures hautes performances comme la détection photoacoustique ou la spectroscopie en cavité résonante (CRDS, *Cavity Ring Down Spectroscopy*). Cependant, le haut niveau de complexité de ces dispositifs les rend relativement chers, et inadaptés pour la conception de capteurs bas coût.

4. Microsource incandescente

Les récents progrès effectués dans le domaine des microsystèmes électromécaniques (MEMS, *MicroElectroMechanical Systems*), eux même engendrés par les avancées de la microélectronique, ont ouvert la porte à la miniaturisation de nombreux dispositifs. Toutes sortes de capteurs ont ainsi été réalisés sur des wafers de silicium, des accéléromètres aux capteurs de pression, avec à la clé une miniaturisation et une baisse de coût substantielle^[14]. A la fin des années 1980, Demarne et Grisel sont parmi les premiers à réaliser un capteur de monoxyde de carbone à base de semi-conducteur, grâce à une membrane chauffante suspendue^[15]. En 1996, Bauer *et al.* utilisent le même type de membrane comme source de rayonnement infrarouge dans un capteur NDIR^[16]. A partir de là, l'utilisation de microsources suspendues s'est démocratisée pour les capteurs de gaz infrarouges, donnant lieu à de nombreuses réalisations ces dernières années^[17-20], illustrées en partie sur la Figure I-10.

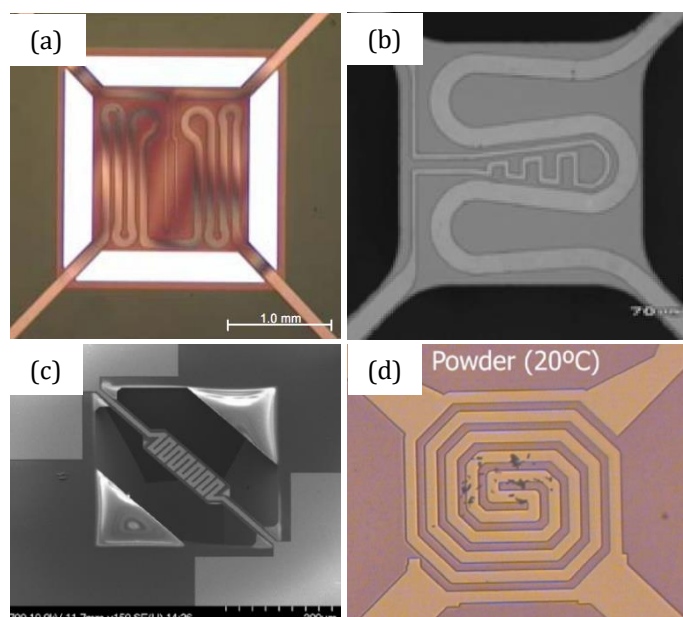


Figure I-10 : Exemples de membranes chauffantes suspendues : (a) Spannhake et al.^[17] ; (b) Hildenbrand et al.^[18] ; (c) Xu et al.^[19] ; (d) Mele et al.^[20].

Ces structures sont réalisées grâce à une succession d'étapes standards de microélectronique : dépôts ou épitaxies, lithographies et gravures sèches ou humides. Les structures présentées possèdent toutes une ou plusieurs pistes métalliques, qui permettent de chauffer la membrane par effet Joule, ou de mesurer sa température comme illustré sur la Figure I-10 (a). La suspension permet de s'isoler du substrat, et ainsi de réduire la déperdition de chaleur par conduction.

Il existe deux écoles principales pour suspendre les membranes : la libération par face avant ou par face arrière, discutées notamment dans la synthèse d'Ali *et al.*^[21]. En face avant, on obtient des structures de type « pont », illustrées par exemple sur la Figure I-10 (c) ou sur la Figure I-11. Dans ce cas, il est nécessaire de définir des ouvertures dans la membrane, de sorte à libérer celle-ci par gravure humide isotrope. Les bras de suspension sont le plus souvent sujet à des contraintes mécaniques importantes, qui peuvent impacter le bon fonctionnement de la membrane. En face arrière, on vient graver le wafer par-dessous, et on parle alors de membranes « tambours ». La contrainte d'alignement supplémentaire permet néanmoins de s'affranchir des bras : comme un tambour, la membrane est alors tenue à 360°, comme illustré sur la Figure I-10 (d) par exemple. Cependant, rien n'empêche de diminuer la conduction thermique au prix des contraintes mécaniques en créant quand même des bras, à l'image du dispositif présenté sur la Figure I-10 (a). Chaque approche possède ainsi ses avantages et ses inconvénients, pour un résultat souvent comparable.

De nombreuses variantes ont été implémentées, avec différentes formes de bras de suspension, de pistes chauffantes, de matériaux, de tailles, etc. Les critères qui permettent de juger de la qualité d'une membrane sont généralement la résistance mécanique, la température maximale atteignable, l'homogénéité de cette température, l'isolation thermique ou encore l'efficacité électro-optique. Ces microsources incandescentes sont compactes et relativement peu chères à fabriquer, mais conservent l'inconvénient des corps noirs macroscopiques, à savoir un faible rendement causé par leur large spectre de rayonnement. C'est donc sur ce point qu'il est nécessaire de travailler si l'on souhaite concevoir une source efficace pour la détection de gaz.

Le LETI, fort de son expérience acquise depuis une cinquantaine d'années dans le domaine de la microélectronique, s'est lui aussi lancé dans la réalisation de microsources infrarouges suspendues pour la réalisation de capteurs de gaz NDIR^[22]. Les membranes sont réalisées dans la fonderie CMOS de l'institut, et peuvent être produites en masse pour un coût unitaire très faible. Une image au microscope

électronique à balayage (MEB ou SEM, *Scanning Electron Microscope*) de la membrane obtenue est fournie sur la Figure I-11.

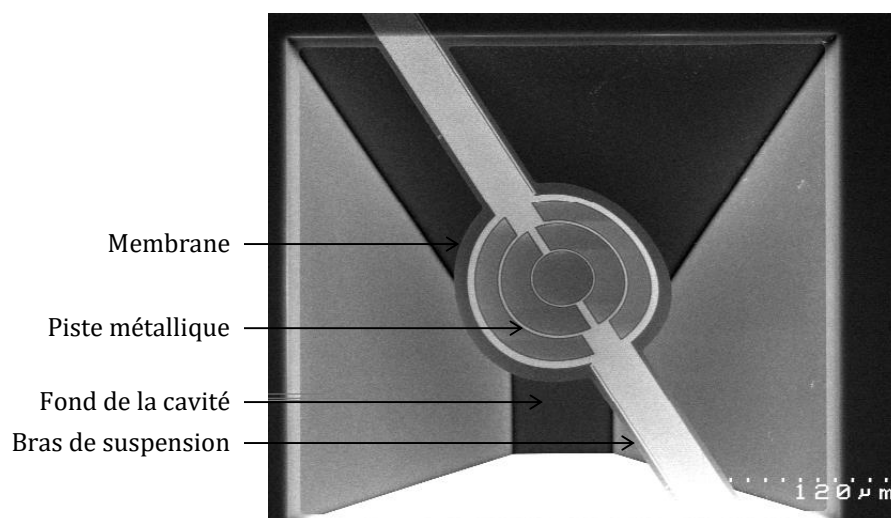


Figure I-11 : Image MEB d'une membrane réalisée au LETI.

Cette membrane est composée d'un disque central de $150\ \mu\text{m}$ de diamètre relié au substrat par des bras rectangulaires de $40\ \mu\text{m}$ de large et $125\ \mu\text{m}$ de long, pour une épaisseur totale de $350\ \text{nm}$. L'orientation de la membrane à 30° par rapport à l'axe du wafer permet d'améliorer la libération qui se fait en face avant selon des plans cristallographiques obliques, comme en témoigne la forme de la cavité sous la membrane. Les pistes métalliques qui traversent la membrane se subdivisent dans sa partie centrale, et sont reliées à des contacts électriques qui permettent de chauffer la structure. L'utilisation de six pistes concentriques en parallèle permet d'homogénéiser le profil de température, et sera détaillée dans le Chapitre III.A.3.

Cette membrane possède un point de fonctionnement à $8\text{mA}/5\text{V}$, soit 40mW consommés, ce qui permet de la chauffer à environ 650°C et de la faire cycliser plusieurs millions de fois avant destruction^[22]. L'utilisation de cette source avec un détecteur bolométrique a permis de réaliser un prototype de capteur de CO_2 atteignant des performances commerciales (mesure de gaz précise à $30\ \text{ppm}$ près [écart type]) avec une consommation relativement faible ($1,35\text{mJ}$ pour la source)^[23]. Cependant, l'utilisation de ce type de détecteur est trop onéreuse pour les applications grand public. Dans ce cas, on utilise plutôt un détecteur pyroélectrique, beaucoup moins cher mais présentant une sensibilité moindre. Si l'on souhaite obtenir les mêmes limites de détection, il est donc nécessaire d'améliorer de façon importante l'efficacité de la source.

D. Corps noir : lois générales et limitations

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (SNR, *Signal to Noise Ratio*) de la microsource infrarouge, le travail s'organise selon deux axes principaux :

- Augmenter la puissance émise par la source, le bruit étant considéré comme constant car provenant principalement du détecteur,
- Diminuer la puissance consommée, de façon à pouvoir laisser la source allumée plus longtemps et moyenner la mesure dans le temps.

En tant que corps chaud, l'émission de la source obéit à la loi du corps noir, explicitée dans le paragraphe suivant, qui impose des conditions strictes sur les performances atteignables. Il est toutefois possible d'améliorer la source actuelle à la fois sur le plan thermique et sur le plan optique, de façon à augmenter significativement ses performances.

1. Puissance optique émise par un corps chaud

Un corps noir est un corps idéal qui absorbe complètement l'énergie électromagnétique qu'il reçoit à toutes les longueurs d'onde. Lorsqu'on l'illumine avec une source externe, il apparaît donc noir puisqu'il ne réfléchit/transmet rien. Il peut cependant émettre de la lumière en fonction de sa température, suivant la loi de Planck qui définit sa luminance énergétique spectrale L° par :

$$L^\circ(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}] \quad [\text{I.7}]$$

avec :

- λ la longueur d'onde en m,
- T la température en K,
- $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ J.s la constante de Planck,
- $c = 300 \cdot 10^6$ m.s⁻¹ la célérité de la lumière dans le vide,
- $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹ la constante de Boltzmann.

Cette luminance est maximale, au sens où aucun corps chauffé à la même température ne peut émettre dans le vide plus de lumière par unité d'angle solide, de surface et de longueur d'onde. La loi de conservation de l'étendue, qui stipule que dans tout système optique le produit de l'angle solide par la surface d'émission est conservé, implique donc qu'aucune source ne peut « battre le corps noir ». La Figure I-12 montre quelques spectres calculés à partir de l'équation [I.7] pour différentes températures.

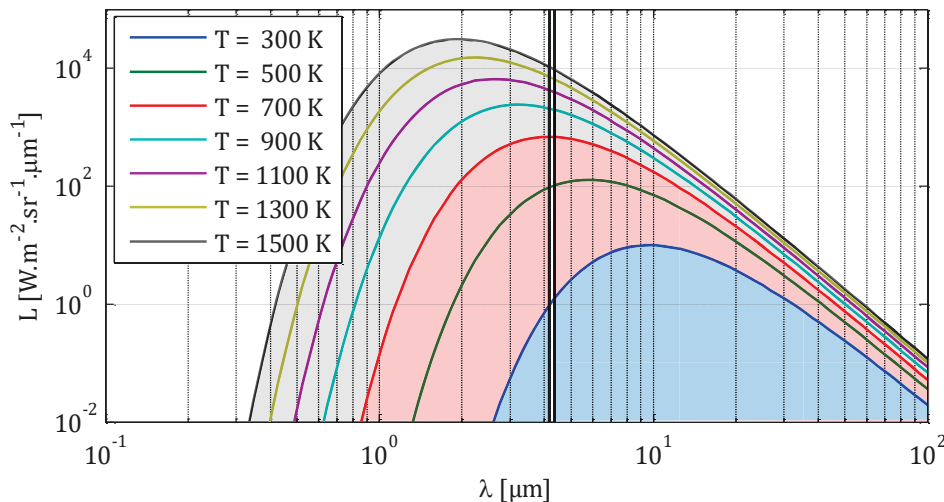


Figure I-12 : Luminance énergétique spectrale du corps noir à différentes températures (loi de Planck, équation [I.7]). On commente plus loin dans le texte les trois zones colorées, qui sont les zones de rayonnement "inutile" pour une source de température donnée, visant une longueur d'onde spécifique.

La longueur d'onde pour laquelle la luminance est la plus intense λ_{\max} ne dépend que de la température et est décrite par la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_{\text{Wien}} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{T} \quad [\text{I.8}]$$

En tant que source lambertienne (uniforme angulairement, ou isotrope), l'exittance énergétique M° du corps noir donnée par la loi de Stefan-Boltzmann est obtenue en intégrant l'équation [I.7] dans un demi-espace sur tout le spectre :

$$M^\circ(T) = \sigma T^4 \quad [\text{W.m}^{-2}] \quad [\text{I.9}]$$

avec $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann.

Cependant, il n'existe pas de corps noir parfait dans la réalité. L'écart entre un corps réel et un corps noir est décrit par son émissivité ε , sans dimension, égale au ratio de leurs luminances respectives à la même température. Celle-ci peut être définie pour chaque longueur d'onde λ et chaque direction Ω :

$$\varepsilon(\Omega, \lambda) = \frac{L(\Omega, \lambda, T)}{L^\circ(\lambda, T)} \quad [\text{I.10}]$$

Pour un corps noir, cette émissivité est unitaire. Pour un corps réel, elle est strictement inférieure à 1. Si les dépendances angulaire et spectrale sont assez faibles, elles sont souvent négligées, et on utilise une valeur scalaire de l'émissivité $\langle \varepsilon \rangle$, obtenue par moyennage. On parle alors de corps gris. L'exittance d'un corps gris est celle d'un corps noir (équation [I.9]) multipliée par son émissivité :

$$M(T) = \langle \varepsilon \rangle \sigma T^4 \quad [\text{W.m}^{-2}] \quad [\text{I.11}]$$

L'énergie totale émise par la source E , approximée par un corps gris, est alors obtenue en multipliant l'exittance par le temps d'allumage de la source t et sa surface S :

$$E = tS\langle \varepsilon \rangle \sigma T^4 \quad [\text{J}] \quad [\text{I.12}]$$

Pour renforcer le signal, on peut donc :

- Augmenter le temps d'allumage de la source,
- Augmenter la surface de la source,
- Augmenter l'émissivité de la source,
- Augmenter la température de la source.

Nous sommes là au cœur de la partie physique de la problématique de ce travail.

Commençons par les deux premiers points : ils sont intimement liés et doivent être traités de concert. En effet, pour une quantité d'énergie donnée, est-il préférable de chauffer une petite source pendant un temps important, ou une grande source pendant un temps très court ? Cette question sera traitée en détail dans le Chapitre III.

Pour le troisième point, l'émissivité peut elle aussi être optimisée, de sorte à maximiser le flux émis tout en diminuant la consommation de la source. Les structures permettant d'obtenir une émissivité $\varepsilon(\Omega, \lambda)$ adaptée à la détection de CO_2 seront développées dans le Chapitre II de ce manuscrit.

Le dernier point, la température, semble être la solution la plus évidente au problème de flux émis par la source. En effet, l'exitance augmente avec la puissance quatrième de la température (équation [I.12]), ce qui transparait entre autre sur la Figure I-12. Toutefois, des considérations technologiques et physiques interviennent : côté technologique, la température joue évidemment un rôle clé dans la longévité de la source : tout comme une lampe à incandescence, plus celle-ci est utilisée à haute température, plus faible est sa durée de vie. Côté physique, lorsque l'on s'intéresse au flux émis autour d'une longueur d'onde λ_0 plutôt qu'au flux total, on peut définir deux régimes liés à la loi de déplacement de Wien de l'équation [I.8] :

- Quand la température est faible, de sorte que $\lambda_0 < \lambda_{Wien}$, le flux augmente très rapidement avec T , ce qui justifie l'effort d'accroître celle-ci.
- Quand la température est plus élevée, et que l'on se trouve dans le cas où $\lambda_0 > \lambda_{Wien}$, l'augmentation de l'émission n'est plus que linéaire avec T . Augmenter cette température n'aura donc qu'un effet modéré et incrémental sur la puissance autour de λ_0 .

Dans la même ligne de pensée, la figure I.12 suggère par des zones coloriées correspondant à trois températures (300 K, 700 K, et 1 500 K) que le «détourage spectral» de l'émissivité ne se présente pas du tout de la même façon dans ces différents cas. Pour $\lambda_0 = 4,26 \mu\text{m} \pm 0,1 \mu\text{m}$, on définit une température de Wien $T_{Wien} = 700 \text{ K}$ telle que $\lambda_0 = \lambda_{Wien}$. Lorsque $T < T_{Wien}$, il suffit de juguler l'émissivité du seul côté des basses énergies. Le cas intermédiaire demande de supprimer les deux continuums voisins de la raie visée. Enfin si $T > T_{Wien}$, il faut juguler une large région du spectre à haute énergie, ainsi qu'une région substantielle à basse énergie.

Un compromis doit donc être trouvé, et on travaillera toujours par la suite à $T_f = 650^\circ\text{C}$ (923 K), valeur seuil permettant de maximiser le flux émis sans endommager prématurément le dispositif.

2. Efficacité énergétique

Une fois le signal maximisé, l'amélioration subséquente des performances de la source nécessite d'augmenter son efficacité, en diminuant sa consommation électrique. Pour ce faire, il est nécessaire de bien comprendre l'origine des différentes pertes d'énergie et leurs importances relatives, de façon à «colmater les fuites» du système étudié. Ces fuites sont à la fois de nature thermique et optique, et il est essentiel de jouer sur les deux tableaux pour parvenir à une source la plus efficace possible.

a) Définition

L'efficacité énergétique η d'un système est définie comme le rapport entre l'énergie utile qu'il fournit, $E_{\text{out utile}}$, et l'énergie qu'il consomme, E_{in} :

$$\eta = \frac{E_{\text{out utile}}}{E_{\text{in}}} \quad [\text{I.13}]$$

Cette notion d'efficacité permet de caractériser une conversion d'énergie : pour un moteur, l'énergie électrique est transformée en énergie cinétique, et inversement pour une éolienne ou un barrage. En vertu du deuxième principe de la thermodynamique, l'efficacité ne peut dépasser l'unité. Des phénomènes d'échauffement liés aux frottements sont souvent responsables de pertes irréversibles d'énergie, et diminuent ainsi ce ratio.

Dans le cas de la source infrarouge, on souhaite convertir une énergie électrique en énergie thermique, puis en énergie optique. Le rendement qui caractérise ce dispositif s'écrit donc : $\eta_{\text{source}} = \eta_{\text{electro-thermique}} \eta_{\text{thermo-optique}}$. Dans les faits, le rendement électro-thermique, c'est-à-dire l'effet Joule, est quasi-parfait. Le rendement total du capteur peut être calculé en prenant en compte le rendement de l'électronique (échauffement des circuits), du système optique (pertes par absorption, vignettage...), du détecteur, etc. On obtient donc finalement une expression du type :

$$\eta_{\text{capteur}} = \eta_{\text{elec}} \eta_{\text{source}} \eta_{\text{syst opt}} \eta_{\text{det}} \dots \quad [\text{I.14}]$$

On se focalise par la suite seulement sur le rendement thermo-optique de la source, qui est le plus faible et qui limite de fait tout le capteur. Afin de comprendre pourquoi, on s'intéresse au détail des flux de chaleurs dans la membrane, qui expliquent la valeur de cette efficacité.

b) Origine des pertes thermiques

Afin de maximiser l'efficacité de la membrane suspendue, il est intéressant d'identifier les différentes sources de pertes thermiques^[24], représentées sur la Figure I-13.

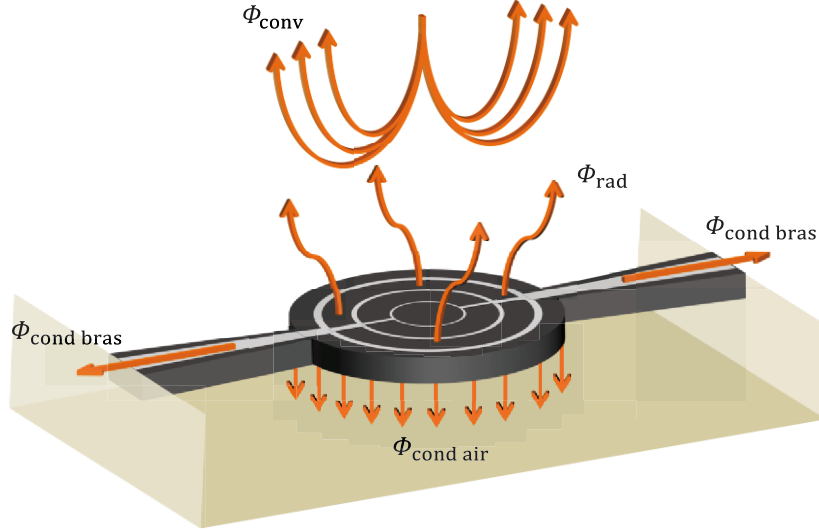


Figure I-13 : Schéma de l'origine des pertes thermiques dans la membrane chauffante.

La membrane chauffée évacue la chaleur via quatre canaux distincts :

1. Par conduction vers le substrat à travers l'air ($\phi_{\text{cond air}}$),
2. Par conduction vers le substrat à travers les bras ($\phi_{\text{cond bras}}$),
3. Par convection dans l'air (ϕ_{conv}),
4. Par rayonnement vers l'extérieur et vers le substrat (ϕ_{rad}).

Afin de quantifier l'influence relative de ces différents canaux, on peut procéder à un calcul analytique simplifié, qui dérive des lois de la thermique^[25].

Le flux thermique conductif qui traverse un barreau de section S_b , de longueur L et de conductivité thermique k_b auquel on applique une différence de température ΔT s'écrit :

$$\phi_{\text{cond}} = k_b \frac{S_b}{L} \Delta T \quad [\text{I.15}]$$

Le flux thermique radiatif émis par une surface S d'émissivité ε à la température T vers un environnement à la température T_0 s'écrit :

$$\phi_{\text{rad}} = \varepsilon S \sigma (T^4 - T_0^4) \quad [\text{I.16}]$$

Le flux thermique convectif est lui difficile à évaluer pour des microsystèmes, mais peut être estimé en retranchant à la consommation totale de la membrane les flux conductifs et radiatifs :

$$\phi_{\text{conv}} = \phi_{\text{tot}} - \phi_{\text{cond bras}} - \phi_{\text{cond air}} - \phi_{\text{rad}} \quad [\text{I.17}]$$

En considérant que la membrane est à une température uniforme de 650°C, le substrat à 20°C et en négligeant le rayonnement émis par les bras, on a :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{cond bras}} &= 0,90 \text{ mW} \\ \phi_{\text{cond air}} &= 5,8 \text{ mW} \\ \phi_{\text{rad}} &= 0,35 \text{ mW} \\ \phi_{\text{conv}} &= 32,95 \text{ mW}\end{aligned}$$

Les valeurs utilisées pour ces calculs sont détaillées dans le Chapitre III.A.1, la consommation totale étant extraite des valeurs mesurées pour ces sources^[23]. Il est donc clair que la proportion de puissance rayonnée est minime par rapport à la consommation de la membrane, et qu'il serait intéressant de pouvoir faire pencher la balance du côté qui nous intéresse le plus. La voie la plus immédiate est clairement la mise sous vide des dispositifs, qui permet de supprimer les deux plus importantes sources de pertes. Ce défi technologique sera abordé dans le Chapitre III.C. Dans un second temps, on souhaiterait augmenter la part du rayonnement par rapport à la conduction dans les bras. Cet axe sera lui traité dans le Chapitre III.A et B.

c) Origine des pertes optiques

Seule une petite portion du flux radiatif calculé ci-dessus peut être définie comme utile : celle qui est absorbée par le gaz à mesurer, et qui atteint le détecteur. Le restant est donc considéré comme des « pertes optiques ».

Au vu du spectre d'absorption du CO₂ représenté sur la Figure I-14, on définit la fenêtre spectrale utile de 4,16 µm à 4,36 µm. En intégrant la loi de Planck de l'équation [I.7] entre ces deux bornes pour un corps noir à 650°C, et en normalisant par la puissance totale, il résulte que seulement 3,5 % du flux est émis dans cette fine bande spectrale.

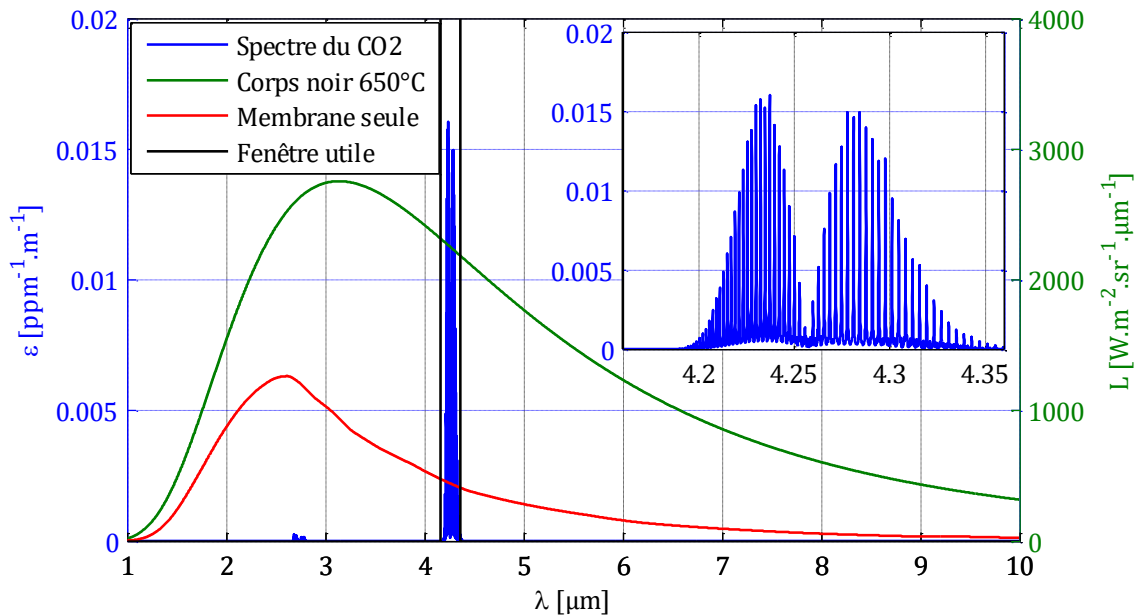


Figure I-14 : Spectre d'absorption du CO₂, d'un corps noir à 650°C, de la membrane nue et délimitation de la fenêtre d'intérêt. Encart : zoom sur le spectre du gaz dans cette fenêtre entre 4,16 µm et 4,36 µm.

Dans le domaine angulaire, en considérant une optique de collection d'ouverture numérique 0,5, seul le rayonnement émis à des angles inférieurs à 30° de la normale est susceptible d'atteindre le détecteur. Dans le cas d'une source isotrope, il n'est donc possible de collecter que $\sin^2 \theta = 25\%$ du flux (voir la

section suivante). Cette fraction est encore diminuée de moitié lorsque l'on considère que le flux émis par le bas est perdu.

De façon optimale, on souhaite donc créer une source qui possède une émissivité unitaire dans la fenêtre spectrale et angulaire d'intérêt ($\Delta\lambda = [4,16\mu\text{m}; 4,36\mu\text{m}]$ et $\Delta\theta = [-30^\circ; 30^\circ]$), et une émissivité nulle partout ailleurs, de sorte à minimiser le flux inutile. C'est cette émissivité optimale, représentée schématiquement sur la Figure I-16, que l'on va chercher à approcher dans le chapitre suivant.

En résumé, la déperdition de chaleur par la membrane se fait par :

- Convection dans l'air (82,4 %)
- Conduction dans l'air (14,5 %)
- Conduction dans les bras (2,2 %)
- **Rayonnement (0,9 %)**
 - À des longueurs d'ondes non absorbées par le gaz (96,5 %)
 - **À des longueurs d'ondes absorbées par le gaz (3,5 %)**
 - Mais non collecté par le système optique (88,5 %)
 - **Et collecté par le système optique (12,5 %)**

Soit au total une efficacité de $0,9\% \times 3,5\% \times 12,5\% = 4 \cdot 10^{-5}$. Il y a donc une marge de progression importante qui permettrait d'améliorer significativement les performances de la source.

3. Figures de mérite optique

Si l'on souhaite pouvoir comparer et classer les différents designs optiques qui seront passés en revue dans la suite de ce manuscrit, il est important de définir des figures de mérite pertinentes pour les émissivités. On propose d'utiliser pour la suite deux indicateurs principaux :

- La noirceur β , définie comme le ratio entre la puissance émise par la source d'émissivité ε à 650°C dans la fenêtre spectrale et angulaire d'intérêt et la puissance émise par un corps noir à la même température dans la même fenêtre :

$$\beta = \frac{P_{\text{source}}^{\text{utile}}}{P_{\text{corps noir}}^{\text{utile}}} = \frac{\int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\Omega} \varepsilon(\lambda, \Omega) L^o(\lambda, 650^\circ\text{C}) d\Omega d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\Omega} L^o(\lambda, 650^\circ\text{C}) d\Omega d\lambda} \quad [\text{I.18}]$$

La noirceur caractérise la propension de la source à émettre de la puissance utile. Cette valeur doit être maximale et idéalement tendre vers l'unité, de sorte d'approcher un comportement de type corps noir dans cette région.

- Le gain γ , défini comme le ratio entre la puissance totale ($\forall\lambda$ et $\forall\Omega$) émise par un corps noir à 650°C et la puissance totale émise par la source d'émissivité ε à la même température :

$$\gamma = \frac{P_{\text{corps noir}}^{\text{totale}}}{P_{\text{source}}^{\text{totale}}} = \frac{\int_{\forall\lambda} \int_{\forall\Omega} L^o(\lambda, 650^\circ\text{C}) d\Omega d\lambda}{\int_{\forall\lambda} \int_{\forall\Omega} \varepsilon(\lambda, \Omega) L^o(\lambda, 650^\circ\text{C}) d\Omega d\lambda} \quad [\text{I.19}]$$

Le gain met en exergue la réduction de flux total émis par la source. Une source économe en énergie émet peu de flux en dehors de la zone d'intérêt, et possède donc un gain important, toujours supérieur à l'unité.

Ces deux figures de mérite sont illustrées visuellement sur la Figure I-15, et revêtent une importance cruciale dans la suite de cette étude.

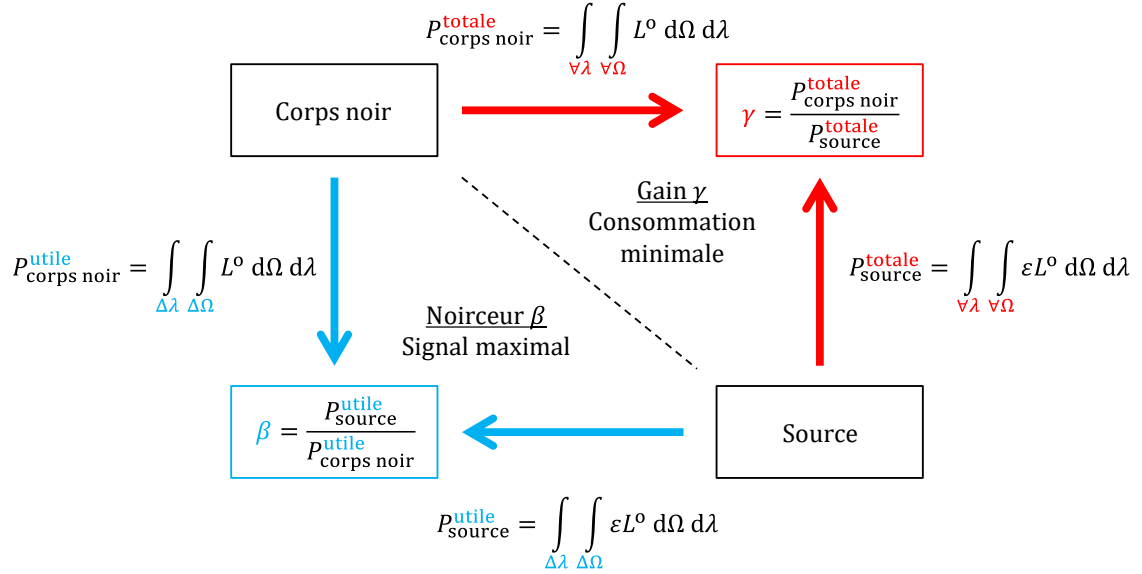


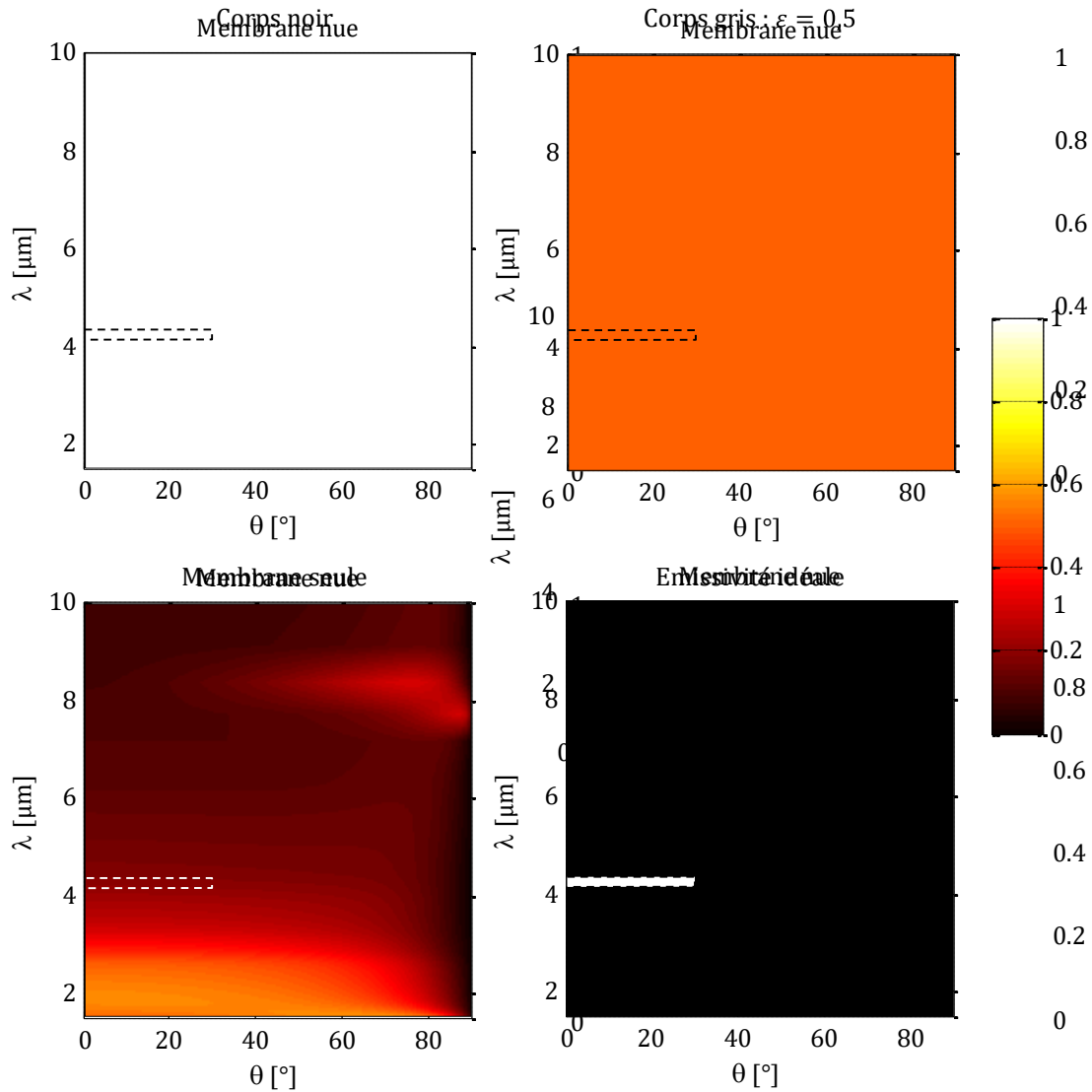
Figure I-15 : Schéma conceptuel des deux figures de mérite utilisées pour caractériser une émissivité : le noirceur β et le gain γ .

On note que dans les équations [I.18] et [I.19], l'intégration angulaire se fait selon l'angle solide Ω . Il est donc nécessaire de connaître l'émissivité à la fois en fonction de l'angle zénithal θ et de l'angle azimutal ϕ , et ce à toutes les longueurs d'ondes significatives pour un corps noir à la température T . Cela représente une quantité de données extrêmement importante, tant en ce qui concerne les simulations que les caractérisations à venir. En pratique, on ne s'intéresse donc qu'à la variation en fonction de l'angle zénithal, en négligeant la variation en fonction de l'azimut. Cette hypothèse d'invariance par rotation autour de la normale sera vérifiée a posteriori, et permet dans un premier temps de réduire fortement la quantité de données à gérer. Dans ce cas, on peut réécrire les calculs de puissance des équations [I.18] et [I.19] comme [26]:

$$\begin{aligned}
 P &= \int_{\Delta \lambda} L^o(\lambda, 650^\circ \text{C}) \int_{\Delta \Omega} \varepsilon(\lambda, \Omega) d\Omega \, d\lambda \\
 P &= \int_{\Delta \lambda} L^o(\lambda, 650^\circ \text{C}) \int_{\Delta \theta} \int_{\phi=0}^{2\pi} \varepsilon(\lambda, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\phi \, d\lambda \\
 P &= 2\pi \int_{\Delta \lambda} L^o(\lambda, 650^\circ \text{C}) \int_{\Delta \theta} \varepsilon(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\lambda
 \end{aligned} \tag{I.20}$$

Le terme $\cos \theta$ provient de la loi de Lambert et de la projection de l'élément de surface. Si l'émissivité ε est constante, le ratio entre la puissance émise dans un cône vertical de demi-angle θ_0 et la puissance totale émise dans le demi-espace est $\sin^2 \theta_0$.

Afin d'avoir en tête les valeurs que peuvent prendre ces facteurs de mérite, la Figure I-16 compare les émissivités d'un corps noir, d'un corps gris d'émissivité ε , de la source actuelle sous sa forme maîtrisée au début de ce travail, et d'une source idéale.



	Noirceur β	Gain γ
Corps noir	1	1
Corps gris d'émissivité ϵ	ϵ	$1/\epsilon$
Membrane nue	0,2	5
Emissivité idéale	1	115

Figure I-16 : Emissivité et performances d'un corps noir, d'un corps gris d'émissivité $\epsilon=0,5$, de la source actuelle et d'une source idéale du point de vue des deux figures de mérite des équations [I.18] et [I.19]. La fenêtre d'intérêt est représentée en pointillés sur les figures.

- Dans le cas d'un corps noir, dont l'émission est maximale à toutes les longueurs d'onde et tous les angles, la noirceur est maximale ($\beta = 1$), et le gain est minimal ($\gamma = 1$). On a donc une source puissante mais peu économe.
- Pour un corps gris d'émissivité $\epsilon < 1$ constante sur tout le domaine spectral et angulaire, la noirceur est d'autant réduite que le gain augmente : $\beta = \gamma^{-1} = \epsilon$.
- La microsource présentée dans le Chapitre I.C.4 se comporte globalement comme un corps gris, avec une noirceur de 0,2 et un gain d'environ 5.
- Enfin, la source idéale permet d'obtenir une noirceur unitaire pour un gain d'environ 115. Ce gain est égal à la fraction de puissance émise par un corps noir à 650°C dans la fenêtre d'intérêt :

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{P_{\text{corps noir}}^{\text{utile}}}{P_{\text{corps noir}}^{\text{totale}}} = \frac{1}{115} \quad [\text{I.21}]$$

Cette grandeur η_{opt} correspond à l'efficacité optique avec laquelle le corps noir émet dans la région d'intérêt, telle que définie à la section précédente.

Les sources de type corps noir, bien que limitées intrinsèquement par la loi de Planck, peuvent potentiellement atteindre des efficacités importantes, si tant est que l'on parvienne à la fois à maximiser leur signal et à réduire leur consommation. Du point de vue thermique, cela passe principalement par la mise sous vide des dispositifs, puis dans une moindre mesure par l'augmentation du flux radiatif vis-à-vis du flux conductif. Du point de vue optique, on cherche à créer une source dont l'émissivité serait parfaitement adaptée à la mesure de CO₂, n'émettant que les bonnes longueurs d'ondes dans les bonnes directions. Si cette émissivité optimale ne peut être atteinte dans la réalité, on a toutefois défini deux figures de mérite qui permettent de quantifier les performances des structures proposées.

Conclusion

Le domaine des capteurs de gaz est vaste et couvre de nombreuses applications. En fonction de la nature du gaz à détecter et du cahier des charges à remplir (précision, prix, encombrement...), différentes technologies peuvent être utilisées, des capteurs catalytiques aux détecteurs à base de semi-conducteurs. Dans le cadre d'un projet visant à réaliser des détecteurs de CO₂ bas coût et basse consommation pour la domotique, nous souhaitons implémenter un capteur infrarouge, basé sur une microsource chauffante suspendue. En l'état, celle-ci ne permet pas d'atteindre les performances souhaitées, et il est donc nécessaire de l'améliorer, à la fois du point de vue du flux émis et de la consommation. Les principales pistes retenues sont l'augmentation du flux optique utile, en jouant sur l'émissivité de la membrane, et la diminution de la consommation, en minimisant les sources de pertes thermiques et optiques. Les phénomènes thermo-optiques sous-jacents à cette problématique seront explicités dans les prochains chapitres, en se focalisant tour à tour sur la partie optique puis sur la partie thermique du problème.

Chapitre II.

Contrôle de l'émissivité optique

A. Structures optiques pour la mise en forme de l'émissivité.....	34
1. Structures à résonances diélectriques	34
2. Structures à résonances métalliques : la plasmonique.....	37
B. Simulations de la structure retenue : le MIM.....	45
1. Principe de simulation	45
2. Le MIM : mode d'emploi	46
3. Ajout de sélectivité angulaire via la perturbation du couplage critique.....	51
4. Intégration sur la membrane.....	55
C. Résultats sur maquette optique	57
1. Fabrication des échantillons.....	57
2. Montage expérimental.....	59
3. Résultats obtenus	61
Conclusion	68

La majeure partie du flux rayonné par une microsource ordinaire est inutile, car émis à des longueurs d'onde qui ne sont pas absorbées par le CO₂, et / ou dans des directions qui n'atteignent pas le détecteur. De façon optimale, il serait souhaitable de modifier l'émissivité de la source, de sorte que celle-ci soit nulle partout sauf dans les gammes spectrale et spatiale souhaitées, c'est-à-dire entre 4,16 μm et 4,36 μm et dans un cône de $\pm 30^\circ$ centré autour de la normale. On définit ainsi une émissivité théorique optimale, représentée sur la Figure I-16. Après avoir passé en revue un certain nombre de dispositifs permettant de contrôler l'émissivité via différentes approches, la solution de base retenue, le résonateur MIM, sera détaillée. Puis, en jouant simplement sur la géométrie du dispositif, nous expliciterons le résultat principal de ce chapitre, à savoir la possibilité d'ajouter de la directionnalité à un résonateur intrinsèquement isotrope. Cette propriété est obtenue en jouant sur le couplage critique, de sorte à frustrer la résonance au-delà d'un angle déterminé par la période du réseau. Enfin, la conception, la réalisation et la caractérisation de structures de test sera décrite, et démontrera le potentiel de ces résonateurs dans le cadre d'une intégration sur les membranes pour la détection de CO₂.

A. Structures optiques pour la mise en forme de l'émissivité

La réalisation de surfaces à forte émissivité dans l'infrarouge est requise à la fois pour réaliser des sources, qu'elles soient utilisées comme radiateurs ou dans des capteurs comme ici, et des détecteurs comme les pyroélectriques ou les thermopiles. Il existe de nombreuses façons d'approcher un comportement de corps noir. Traditionnellement, on utilise un revêtement de « métal noir » (*platinum-black, gold-black, aluminum-black*, etc), sorte de peinture noire poreuse appliquée par évaporation ou par électroplacage^[27,28]. Plus récemment, des structurations de surface obtenues grâce à des impulsions de laser femtoseconde ont produit des résultats similaires, avec la possibilité de choisir la « couleur » du métal^[29]. Enfin, ces dernières années, des émetteurs performants ont été obtenus à l'aide de nanotubes^[30] ou de nanoparticules^[31] de carbone. Des solutions plus aisément industrialisables visant à texturer le silicium ont aussi vu le jour dans le cadre de la réalisation de membranes suspendues^[32].

Toutes ces techniques permettent d'imiter le comportement du corps noir, et de bénéficier tant de ses avantages (signal important) que de ses inconvénients (consommation accrue). Cependant, pour certaines applications, il est préférable de n'émettre que dans une gamme de longueurs d'onde donnée. C'est le cas par exemple pour le thermophotovoltaïque^[33,34], l'analyse hyperspectrale^[35,36], ou encore les capteurs NDIR sans filtres^[37]. Ces applications ont fortement encouragé la recherche dans ce domaine, qui a engendré toutes sortes de dispositifs depuis une vingtaine d'années. Pour l'application visée, ces structures doivent posséder un certain nombre de caractéristiques :

- Leur émissivité doit être sélective et contrôlable en longueur d'onde,
- Leur émissivité doit aussi être sélective et contrôlable en angle,
- Leur réalisation doit être compatible CMOS, et elles doivent être de faible dimension afin de pouvoir être intégrées sur les membranes suspendues,
- Elles doivent pouvoir fonctionner jusqu'à une température de 650°C au moins.

La première partie de ce chapitre passe en revue les grandes familles de structures permettant de mettre en forme l'émissivité^[38-40], qu'elles soient basées sur des résonances diélectriques ou métalliques. L'accent est mis sur les quatre points critiques mentionnés ci-dessus, afin de trouver la structure optimale si elle existe.

1. Structures à résonances diélectriques

Les matériaux diélectriques sont utilisés depuis longtemps pour la réalisation de dispositifs sélectifs en longueur d'onde, via des phénomènes d'interférences. Dans une cavité Fabry-Perot par exemple, seules les longueurs d'onde résonantes qui conservent la même phase à chaque aller-retour (modulo 2π) sont susceptibles d'être transmises. L'avènement des cristaux photoniques au sens large (mono-, bi- et tridimensionnels), structures périodiques diélectriques à l'échelle de la longueur d'onde, a permis d'apporter un degré de contrôle supplémentaire sur les propriétés spectrales de ces structures. La possibilité de faire de l'ingénierie de bande interdite (terme emprunté aux semi-conducteurs épitaxiés) a mené notamment aux réseaux de Bragg, cristaux photoniques monodimensionnels agissant comme des miroirs de réflectivité et de largeur spectrale donnée. Ceux-ci sont utilisés dans de nombreux types de lasers (VCSEL, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*, laser DBR, *Distributed Bragg Reflector laser*, laser DFB, *Distributed FeedBack laser*...). Les cristaux photoniques bidimensionnels jouent pour leur part un rôle sélectif pour les modes dans les fibres à cristaux photoniques (PCF, *Photonic Crystal Fiber*). Toutefois, si l'absence de pertes dans les structures « tout-diélectrique » s'avère être un avantage pour des dispositifs comme les filtres en transmission ou en réflexion, cela rend à première vue difficile la conception d'absorbeurs ou d'émetteurs. A quelques exceptions près (absorption dans un semi-conducteur^[41], utilisation de l'absorption des phonons dans la bande de Reststrahlen^[42,43]), ces pertes sont apportées en insérant un métal pour absorber le rayonnement électromagnétique.

a) Absorbeurs quart-d'onde

Historiquement, les premières structures à émissivité contrôlée ont été inventées pendant la seconde guerre mondiale dans le domaine des micro-ondes pour se dissimuler des radars ennemis^[44,45]. Le principe général de ces dispositifs consiste à utiliser une cavité quart-d'onde à pertes en avant d'un miroir moyennement absorbant (donc assez ordinaire). Une onde incidente est partiellement réfléchiée par la première interface, et partiellement transmise. La partie transmise est ensuite largement réfléchiée par le miroir arrière et interfère avec la réflexion initiale en sortant de la cavité. Le résonateur ainsi formé peut être accordé via la longueur de la cavité d . Les conditions de résonance et d'anti-résonance s'écrivent respectivement^[46-48] :

$$d = m \frac{\lambda}{2} \quad m \in \mathbb{N} \quad [\text{II.1}]$$

$$d = (m - 1/2) \frac{\lambda}{2} \quad m \in \mathbb{N} \quad [\text{II.2}]$$

Dans le premier cas, il y a interférence constructive entre les deux ondes à la sortie de la cavité : on a alors une réflexion totale, assez semblable à la transmission obtenue avec un Fabry-Perot. Dans le second cas il y a interférence destructive. On vérifie en incluant les réflexions multiples qu'il est possible d'ajuster le système pour que la totalité du champ soit absorbé par la structure : c'est un premier cas de couplage critique sur lequel nous reviendrons. Au passage, c'est ce même principe de destruction de la réflexion qui est utilisé pour la conception d'antireflets. A l'ordre 1, on retrouve le cas de la couche quart-d'onde qui donne son nom à ce type d'absorbeurs.

Plusieurs implémentations de ce type de dispositifs ont vu le jour, dont les trois plus connues sont illustrées sur la Figure II-1. L'écran de Salisbury^[46-48] utilise une fine couche métallique pour définir la cavité, et mène à une structure assez semblable à un Fabry-Perot asymétrique. La couche de Dallenbach^[43,49] utilise elle un matériau diélectrique à pertes devant le miroir, qui permet d'obtenir des propriétés semblables. Enfin, la structure de Jaumann^[50] peut être assimilée à un double écran de Salisbury, et permet de résonner à deux longueurs d'onde (celles des cavités couplées). Dans tous les cas, les pertes de la structure doivent être soigneusement choisies de sorte à maximiser l'amplitude de la résonance.

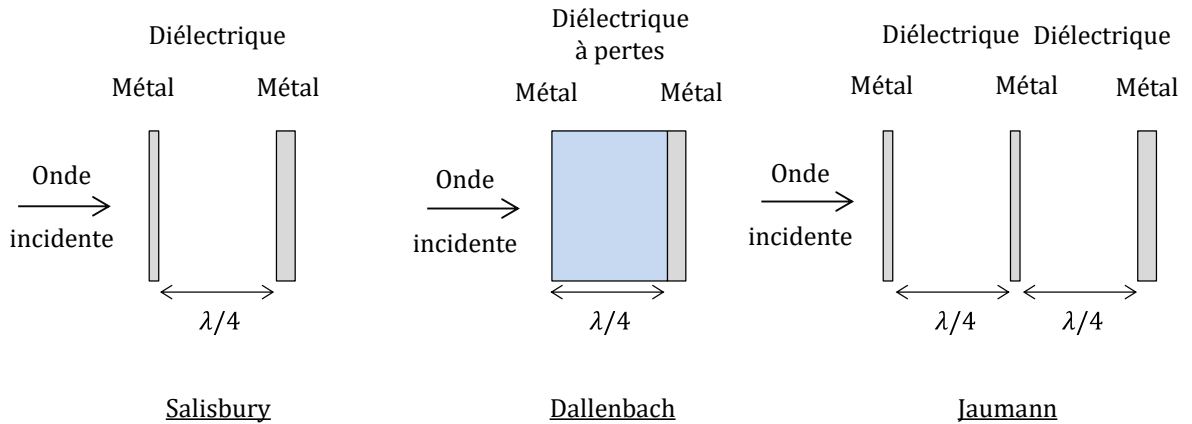


Figure II-1 : Schéma des trois résonateurs quart d'onde les plus communs : Salisbury, Dallenbach et Jaumann.

Le problème principal de ces dispositifs est leur taille, typiquement de l'ordre de $\lambda/4n$, avec n l'indice du diélectrique composant la cavité. Par ailleurs, leur réponse présente une dépendance angulaire propre à la plupart des dispositifs interférentiels. Malgré ces désavantages, l'écran de Salisbury est toujours couramment utilisé de nos jours dans les détecteurs bolométriques pour maximiser l'absorption des pixels^[51].

b) Cristaux photoniques

En s'inspirant de ce principe, et suite aux progrès effectués dans le domaine des cristaux photoniques, un certain nombre d'absorbeurs à résonance diélectrique améliorés ont été proposés. Le remplacement d'un des miroirs de la cavité par un réseau de Bragg a permis dans un premier temps de rajouter une condition de résonance fréquentielle plus sélective^[48,52,53], et d'obtenir des facteurs de qualité plus importants. Le choix de matériaux étant souvent limité dans l'infrarouge thermique, l'optimisation par algorithme génétique de l'épaisseur des couches du réseau^[54] a permis de concevoir des structures de formulation complexe, améliorant encore un peu les performances dans ce cadre contraint. On ouvre aussi l'espace de dessin en passant à plus d'une dimension : l'utilisation d'un cristal photonique tronqué^[55] permet, en exploitant des modes de défauts, d'obtenir des émissivités très piquées en longueur d'onde. Il a même été proposé récemment de remplacer la fine couche métallique de l'écran de Salisbury par une monocouche de graphène couplée à un cristal photonique bidimensionnel^[56]. Enfin, la flexibilité de conception apportée par le domaine des métamatériaux a permis de réaliser des empilements présentant globalement une permittivité diélectrique nulle (ENZ, *Epsilon Near Zero*) ou très importante (ENP, *Epsilon Near Pole*), ce qui permet aussi de réaliser des émetteurs / absorbeurs résonants^[57]. Ces structures sont représentées sur la Figure II-2.

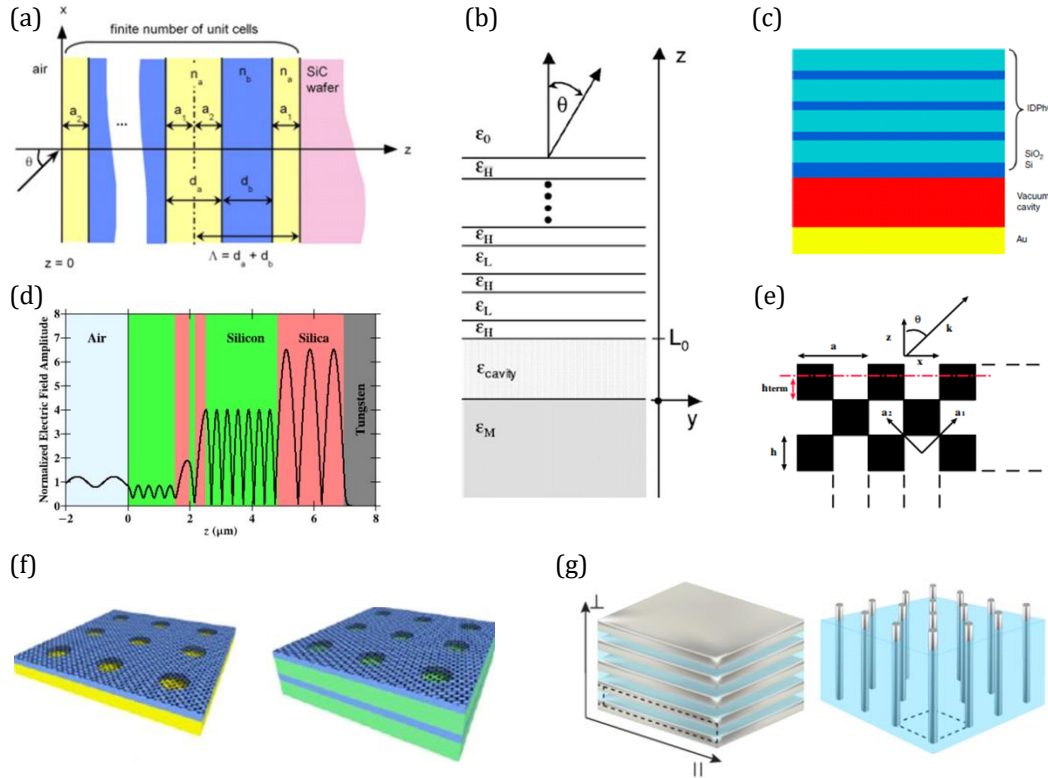


Figure II-2 : Aperçu de différentes structures d'émetteurs basés sur des résonances diélectriques.
 (a),(b),(c) Absorbeurs quart-d'onde avec réseau de Bragg^[48,52,53], (d) Optimisation génétique de l'épaisseur des couches^[54], (e) Cristal photonique à pertes tronqué^[55], (f) Utilisation d'une monocouche de graphène comme absorbeur dans deux configurations possibles^[56], (g) métamatériau ENZ (*Epsilon Near Zero*) et ENP (*Epsilon Near Pole*)^[57].

Ces structures répondent bien à la question de la sélectivité spectrale, et permettent d'atteindre des facteurs de qualité élevés, de l'ordre de la centaine. Cependant, à l'exception des matériaux ENZ / ENP, la longueur d'onde résonante de ces structures est très souvent dépendante de l'angle d'incidence, à l'image des résultats obtenus pour les dispositifs interférentiels plus basiques. Par ailleurs, l'émissivité dépend souvent grandement de la polarisation considérée, comme illustré sur la Figure II-3 dans le cas certes non trivial de la structure à base de graphène. On est donc dans ce cas assez éloigné de l'émissivité optimale.

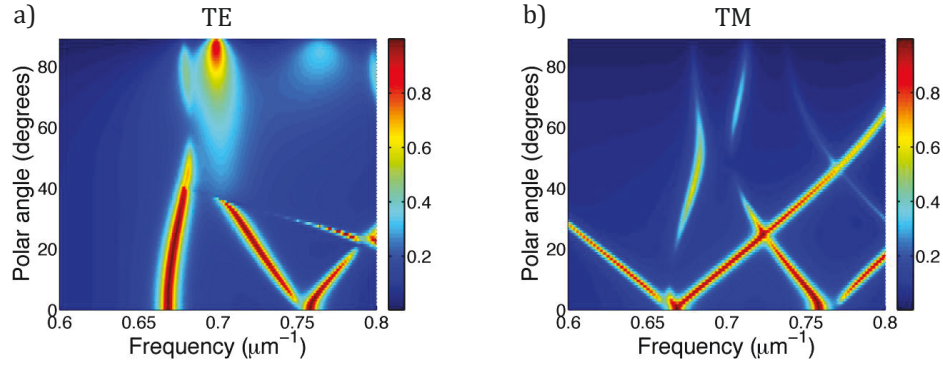


Figure II-3 : Emissivité en fonction de la fréquence et de l'angle pour l'absorbeur à base de graphène^[56] en polarisation TE (Transverse Electrique, à gauche) et TM (Transverse Magnétique, à droite).

Finalement, ces structures ont le même désavantage que leurs prédécesseurs, à savoir une épaisseur non négligeable héritée de l'utilisation de couches quart-d'onde, ou d'espacement analogues sous-jacents. Etant donné que l'on souhaite les concevoir pour une résonance à $4,26\mu\text{m}$, cela implique d'ajouter une couche de plusieurs centaines de nanomètres (en fonction de l'indice du matériau) sur une membrane de 350nm , ce qui pose à la fois des problèmes mécaniques (tenue des bras de suspension) et thermiques (augmentation de l'inertie thermique). Pour pallier cela, on s'est intéressé au domaine de la plasmonique, qui permet de s'affranchir de ces contraintes.

2. Structures à résonances métalliques : la plasmonique

La plasmonique est l'étude des plasmons, quanta d'oscillation d'un plasma. Ces quasi-particules sont au plasma ce que les photons sont aux ondes électromagnétiques, ou ce que les phonons sont aux vibrations mécaniques. Les plasmons sont donc des oscillations collectives d'un gaz d'électron, le plus souvent dans un métal. Ces oscillations sont toujours accompagnées de champs électromagnétiques, mais dans les cas les plus basiques, le champ est quasi électrostatique et on peut se passer de photons pour le décrire. A l'interface entre un métal et un diélectrique, en revanche, un plasmon peut se coupler à un photon, et forme alors un plasmon polariton de surface (SPP, *Surface Plasmon Polariton*), quasi-particule illustrée sur la Figure II-4. Dans leur majorité, les modes plasmoniques ont la particularité d'être extrêmement localisés par rapport aux modes optiques conventionnels, et permettent donc notamment d'envisager des circuits optiques dont les dimensions minimales ne sont plus limitées par la longueur d'onde.

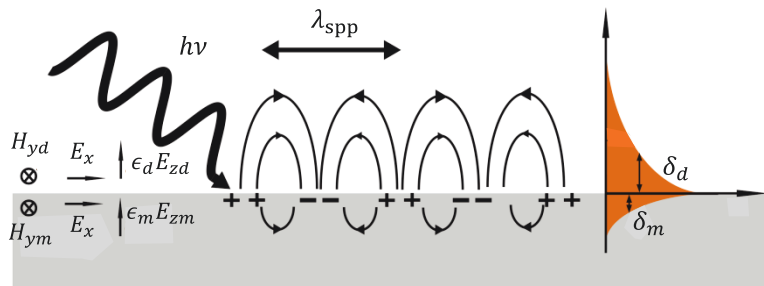


Figure II-4 : Illustration schématique d'un plasmon polariton de surface (couplage entre un plasmon et un photon), et profil de champ. Source : Wikimedia Commons.

a) Relation de dispersion et propriétés du plasmon de surface

La dérivation de la relation de dispersion d'un plasmon de surface à partir des équations de Maxwell ne sera pas traitée ici en détail : le lecteur désireux d'approfondir cette démonstration pourra se référer à un certain nombre d'ouvrages de référence^[58-60]. Le principe consiste à rechercher l'existence d'une solution de l'équation de Helmholtz qui soit à la fois propagative à l'interface entre deux milieux (selon x), et évanescence dans la direction perpendiculaire (selon $\pm z$). La solution correspond à une

onde transverse magnétique (TM) dont le champ électrique s'écrit dans le diélectrique (indiqué d) et dans le métal (indiqué m) :

$$E_d(x, z) = E_0 e^{i(k_x x + k_{zd} z - \omega t)} \quad [\text{II.3}]$$

$$E_m(x, z) = E_0 e^{i(k_x x - k_{zm} z - \omega t)} \quad [\text{II.4}]$$

La relation de dispersion et les composantes (complexes) du vecteur d'onde s'expriment comme :

$$k_{\text{spp}} = k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad [\text{II.5}]$$

$$k_{zm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m^2}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad [\text{II.6}]$$

$$k_{zd} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad [\text{II.7}]$$

avec deux conditions sur les permittivités de sorte que l'onde soit bien propagative (c'est-à-dire que k_x possède une partie réelle) :

$$\text{Re}(\epsilon_m) < 0 \quad \text{et} \quad |\epsilon_m| > \epsilon_d \quad [\text{II.8}]$$

Si la dérivation de la solution ne présume rien d'autre a priori sur les permittivités des deux matériaux, l'équation [II.8] n'est vérifiée quasiment que par les métaux en dessous de leur fréquence plasma ω_p (située le plus souvent dans l'ultraviolet). Par ailleurs, couplée aux équations [II.6] et [II.7], elle implique que k_{zm} et k_{zd} sont imaginaires purs, résultant en une onde évanescence comme souhaité. La longueur de pénétration $\delta_{m,d}$ telle que l'intensité ne vaille plus que $1/e$ est ainsi $1/2\text{Im}(k_{zm,d})$. Par ailleurs, à cause des pertes métalliques, k_{spp} possède lui aussi une partie imaginaire qui mène à une atténuation du mode plasmonique, dont la longueur de propagation définie de manière semblable est $L_{\text{spp}} = 1/2\text{Im}(k_x)$. La Figure II-5 illustre la relation de dispersion du plasmon telle qu'écrite dans l'équation [II.5], dans le cas d'un métal dont la permittivité est donnée par le modèle de Drude, ici avec des pertes γ faibles :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega} \quad [\text{II.9}]$$

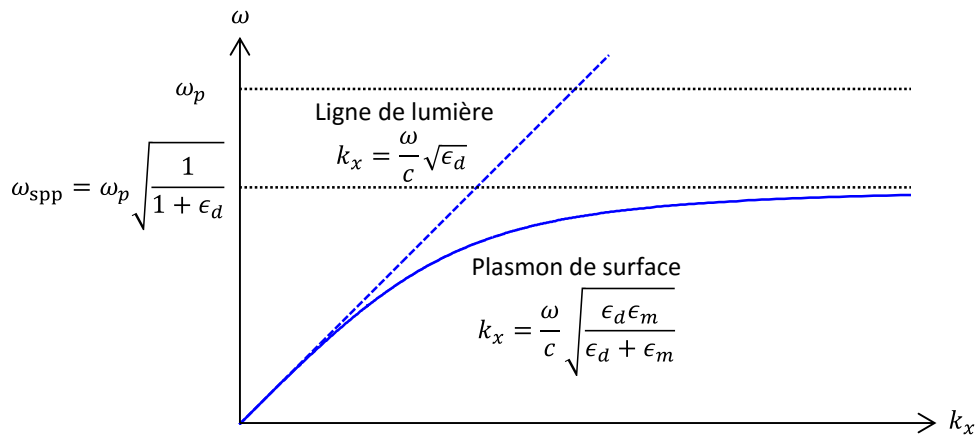


Figure II-5 : Relation de dispersion d'un plasmon de surface entre un diélectrique (permittivité ϵ_d) et un métal (permittivité ϵ_m , modèle de Drude faibles pertes).

Pour des fréquences faibles, $|\epsilon_m| \gg \epsilon_d$, et la relation de dispersion tend vers la ligne de lumière. Puis à mesure que l'on approche la fréquence limite d'existence des plasmons de surface pour laquelle $\epsilon_m = -\epsilon_d$, le vecteur d'onde diverge tandis que la fréquence approche asymptotiquement ω_{spp} , dans la limite de γ nul.

b) Couplage à un plasmon

Si l'on souhaite exciter un plasmon de surface avec un photon, ceux-ci doivent avoir la même fréquence et le même vecteur d'onde. Or on note sur la Figure II-5 que la courbe de dispersion du plasmon est strictement en-dessous de la ligne de lumière, qui indique le vecteur d'onde planaire maximal (en incidence rasante) d'une onde plane dans le diélectrique. Par conséquent, il n'est pas possible de coupler directement une onde propagative à un plasmon de surface : on parle de mode lié (*bound mode*), analogue à un mode guidé.

Pour circonvier ce problème, on utilise classiquement la réflexion totale atténuée (ATR, *Attenuated Total Reflection*). Lorsqu'une onde arrive à l'interface entre un milieu de haut indice $n_{d1} = \sqrt{\epsilon_{d1}}$, et un milieu de plus bas indice $n_{d2} = \sqrt{\epsilon_{d2}}$, la loi de Snell-Descartes indique qu'il y a réflexion totale si l'angle est supérieur à $\theta_0 = \sin^{-1}(n_{d2}/n_{d1})$. Dans ce cas, il y a quand même création d'une onde évanescente dans le milieu de bas indice, avec un vecteur d'onde planaire $k_0 n_{d1} \sin \theta > k_0 n_{d2}$. Cette onde peut donc être utilisée pour exciter un plasmon de surface à l'interface entre un métal et le milieu de bas indice, si cette interface est à proximité (dans le champ de décroissance de l'onde évanescente). Les deux plus célèbres configurations tirant profit de ce phénomène sont celles de Kretschmann et de Otto, qui utilisent un prisme de haut indice comme illustré sur la Figure II-6.

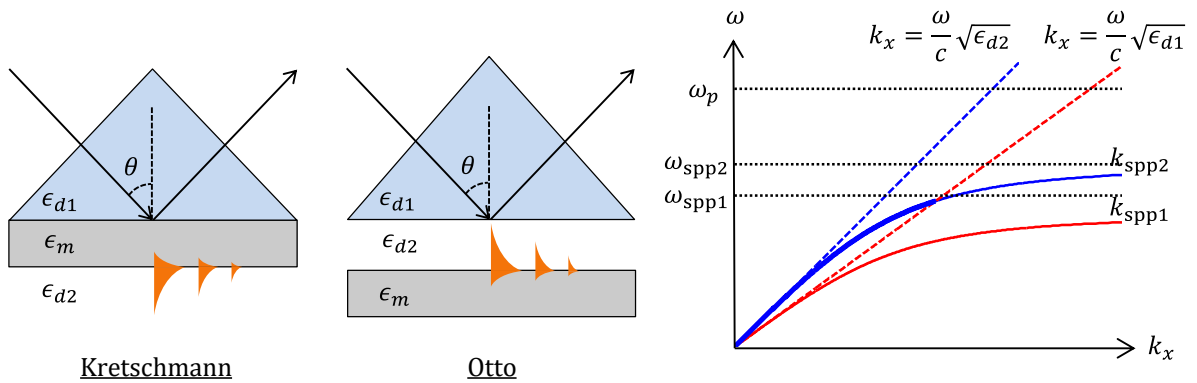


Figure II-6 : Excitation de plasmons de surface par réflexion totale atténuée (ATR, *Attenuated Total Reflection*). Configurations de Kretschmann et de Otto, et relations de dispersion du plasmon aux deux interfaces métalliques. La courbe rouge correspond au plasmon dans le diélectrique 1 (haut indice), et la courbe bleue au plasmon dans le diélectrique 2 (bas indice). La portion de courbe en gras indique la zone où le plasmon peut être couplé.

On voit clairement sur cette figure qu'en venant du prisme, il n'est pas possible d'exciter le plasmon à l'interface métal / prisme (courbe rouge). Cependant, la dispersion du plasmon métal / diélectrique bas indice (courbe bleue) est en partie dans le cône de lumière du prisme, et ce plasmon peut donc être excité dans ces deux configurations.

Une autre approche consiste à graver un réseau de diffraction à la surface du métal. Ce réseau, de période Λ , permet de fournir une contribution planaire additionnelle au vecteur d'onde incident, dépendant de l'ordre m excité. La condition de couplage s'écrit alors :

$$k_{spp} = k_0 \sin \theta + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad m \in \mathbb{Z} \quad [\text{II.10}]$$

avec $k_0 \sin \theta = k_x$. Cette équation peut être interprétée comme un repliement de la relation de dispersion dans l'espace de Fourier par rapport à $k_x = m\pi/\Lambda$. Ce comportement est illustré sur la Figure II-7.

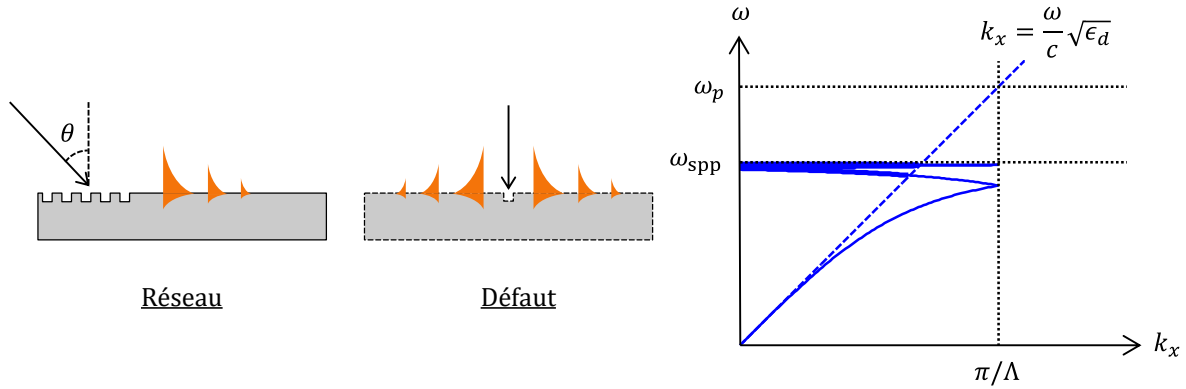


Figure II-7 : Excitation de plasmons de surface par un réseau et par un défaut, et relation de dispersion correspondant au réseau de période Λ . La portion de courbe en gras indique la zone où le plasmon peut être couplé.

Les plasmons peuvent de façon plus générale être excités par un défaut, un trou ou une bosse par exemple, qui diffractent de manière plus isotrope qu'un réseau, comme indiqué sur la Figure II-7. La forte localisation de ce défaut permet d'apporter une distribution continue de composantes de vecteur d'onde dans l'espace de Fourier. Toutefois, les efficacités de couplage sont bien moins contrôlées que dans le cas d'un réseau, qui reste donc souvent la solution privilégiée.

c) Premières démonstrations

Les ondes de surface peuvent être considérées comme les descendantes des anomalies de Wood découvertes au début du XX^e siècle. Cependant, ce n'est qu'en 2002 que Greffet *et al.*^[42] publient les mesures d'émissivité les plus convaincantes sur des échantillons supportant des ondes de surface. Cette démonstration a été réalisée pour des phonons polaritons de surface (SPhP, *Surface Phonon Polariton*) en gravant un réseau monodimensionnel sur du carbure de silicium (SiC) plutôt que sur un métal. Dans la bande de Reststrahlen (autour de 11 μm), le carbure de silicium possède une permittivité diélectrique négative et les phonons de surface se comportent de manière analogue aux plasmons de surface. Cette démonstration a ainsi servi de preuve de concept.

La Figure II-8 illustre ce réseau, et les résultats de mesure d'émissivité obtenus. Hors résonance, la structure se comporte globalement comme un métal, et est donc réfléchissante (émissivité $\varepsilon \approx 0$). À la résonance par contre, pour certaines fréquences et angles vérifiant la relation de dispersion des phonons de surface, on observe des pics d'émissivité approchant l'unité. Les phénomènes physiques impliqués dans ces dispositifs ont été développés dans un article qui met l'accent sur la cohérence tant spatiale que temporelle du rayonnement émis^[61]. Par ailleurs, la directivité du rayonnement varie en fonction inverse de l'horizontalité de la relation de dispersion au point de fonctionnement considéré (la lenteur du mode, caractérisée par la vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k$). Dans le régime linéaire ($\omega \ll \omega_{\text{SPhP}}$), on obtient une directivité maximale. Dans le régime de saturation et de faible vitesse de groupe ($\omega \approx \omega_{\text{SPhP}}$), on crée au contraire une source quasi-isotrope.

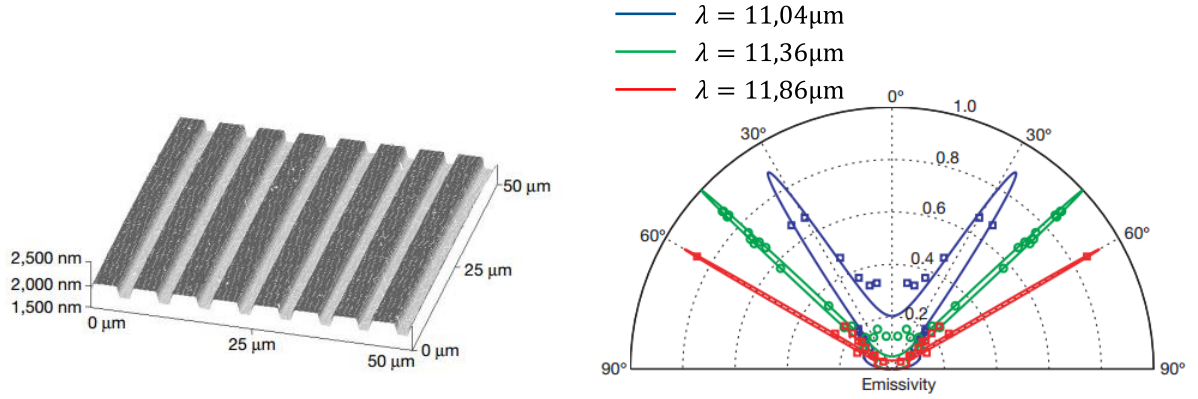


Figure II-8 : Schéma du réseau dans le carbure de silicium (SiC) et caractérisation angulaire de l'émissivité à trois longueurs d'onde différentes, d'après Greffet *et al.*[42].

Des échantillons métalliques en tungstène ont été mesurés peu après^[62], et ont démontré une divergence angulaire du rayonnement inférieure au degré, qui correspond à une longueur de cohérence d'environ 154λ . Au même moment, la présence de plasmons de surface a aussi été démontrée sur du silicium dopé p^[63]. Il est à noter que les dispositifs unidimensionnels ne fonctionnent qu'en polarisation TM, seule polarisation pour laquelle le couplage avec le plasmon est permis. Le comportement angulaire hors du plan d'incidence a été caractérisé^[64], et a mis en lumière la condition d'accord de phase nécessaire pour maximiser le couplage. Une autre condition d'accord de polarisation a elle révélé la possibilité d'exciter des modes TE selon la géométrie du réseau^[65]. La généralisation en deux dimensions^[65,66] a aussi permis de s'affranchir des problèmes de polarisation, et d'augmenter ainsi les performances de ces dispositifs.

Ce type de structure possède deux défauts principaux. Tout d'abord, le fait que la fréquence et l'angle d'émission soient intimement liés par la relation de dispersion de l'équation [II.5] rend difficile l'obtention d'une source monochromatique quasi-isotrope, qui approcherait l'émissivité que l'on souhaite concevoir. La seule solution allant dans ce sens consiste à travailler proche de la fréquence limite d'existence des plasmons ω_{spp} , ce qui impose par conséquent la longueur d'onde de design, située dans le visible pour la plupart des métaux. Le second inconvénient de ces structures est le déconfinement du champ du côté du diélectrique. Si la longueur de pénétration dans le métal δ_m est négligeable dans l'infrarouge moyen qui nous concerne, la pénétration dans le diélectrique δ_d est beaucoup plus importante, d'autant plus que la dispersion se rapproche de la ligne de lumière ($k_{zd} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d^2}{\epsilon_m}}$ est petit devant $\frac{\omega}{c}$ car $|\epsilon_m| \gg 1$), et nuit à la compacité de la structure. Pour remédier à cela, on s'intéresse par la suite à des modes confinés des deux côtés par le métal, des conditions aux limites très différentes permettant de réduire drastiquement la taille de mode.

d) Guides d'onde plasmoniques

Le passage des circuits photoniques aux circuits plasmoniques est un sujet d'actualité, puisqu'il permettrait de réduire fortement les dimensions de ces circuits en tirant parti de la forte localisation des plasmons de surface. Pour cela, il est nécessaire de reconstruire toute une bibliothèque de composants plasmoniques, en commençant par les guides d'ondes. De nombreuses géométries ont été proposées à cet égard^[67], toutes basées sur des interfaces métal / diélectrique, une coupe transversale des plus courantes étant illustrée schématiquement sur la Figure II-9.

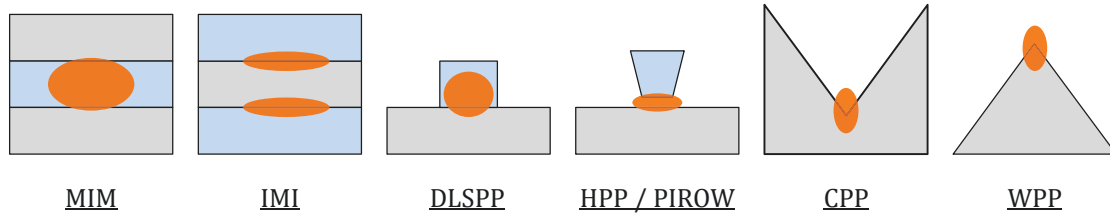


Figure II-9 : Coupes transverse de différentes géométries de guides d'ondes plasmoniques : MIM (Métal / Isolant / Métal) ; IMI (Isolant / Métal / Isolant) ; DLSPP (Dielectric-Loaded SPP) ; HPP / PIROW (Hybrid Plasmon Polariton / Plasmonic Inverse Rib Optical Waveguide^[68]) ; CPP (Channel Plasmon Polariton) ; WPP (Wedge Plasmon Polariton). Image adaptée à partir de Sorger et al.^[67].

Les deux critères principaux pour juger de la qualité d'un guide d'onde plasmonique sont le confinement du mode et la longueur de propagation. Malheureusement, il est difficile d'optimiser les deux à la fois, et un compromis doit souvent être trouvé. En termes de confinement, la structure MIM est une de celles qui présentent les meilleurs résultats, et s'avère de surcroît assez simple de fabrication. Elle paie ces bonnes performances par une longueur de propagation réduite, de l'ordre de quelques longueurs d'ondes.

Si ces pertes additionnelles sont préoccupantes dans le domaine des télécommunications, il n'en est rien lorsque l'on conçoit des absorbeurs ou des émetteurs. L'utilisation de structures MIM semble donc toute indiquée pour la conception d'absorbeurs de dimensions réduites.

e) Résonateurs plasmoniques verticaux

Dans le cadre du couplage des plasmons de surface, la profondeur de gravure du réseau peut être relativement faible puisque celui-ci ne sert qu'à fournir progressivement le vecteur d'onde nécessaire pour exciter le mode plasmonique. Si le réseau est gravé plus profondément, on peut toutefois exciter un mode de cavité vertical, ce qui revient à créer une cavité $\lambda/4n_{\text{eff}}$, avec n_{eff} l'indice effectif du mode^[69-75]. Ces structures ainsi que le champ électromagnétique associé sont illustrés sur la Figure II-10 (a) et (b). De par l'étroitesse de la fente, ce mode peut être considéré comme le recouvrement de deux plasmons aux interfaces verticales entre le métal et le diélectrique, soit une sorte de MIM vertical asymétrique. Ces résonateurs sont généralement disposés périodiquement sur une grille de pas assez faible de sorte qu'il n'y ait pas de diffraction à la longueur d'onde de résonance. Cependant, les fentes sont peu couplées entre elles et leur localisation mène à un comportement assez neutre (pas de recouvrement), et donc large du point de vue angulaire, comme illustré sur la Figure II-10 (c).

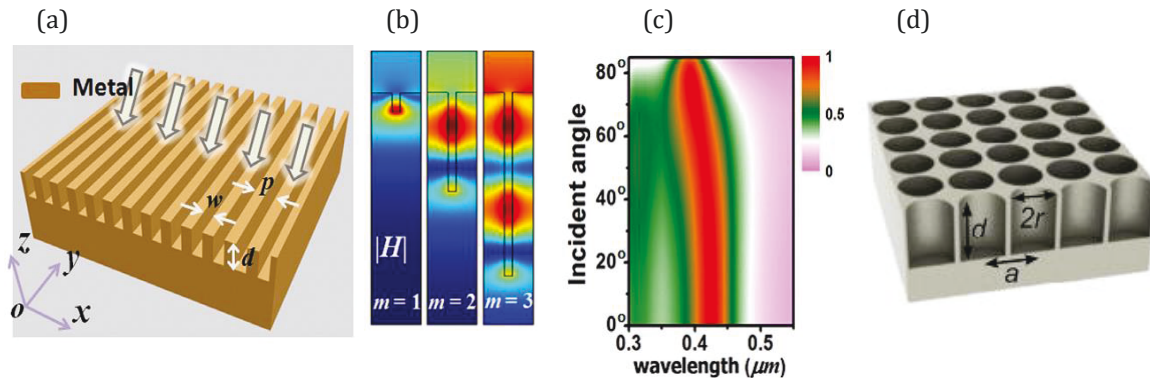


Figure II-10 : Illustration des résonateurs plasmoniques verticaux décrits par Le Perchec et al.^[73] : (a) Schéma monodimensionnel des fentes^[40] ; (b) Champ magnétique pour les trois premiers ordres à la résonance^[40] ; (c) Emissivité de la structure en fonction de la longueur d'onde et de l'angle^[40] ; (d) Schéma d'une extrapolation bidimensionnelle possible^[76].

La généralisation de ces fentes en deux dimensions donne lieu à des réseaux de trous métalliques^[76,77] dont un exemple est donné sur la Figure II-10 (d), et qui ont été étudiés à la fois du point de vue de la plasmonique et du point de vue des cristaux photoniques.

Etant donné le confinement important de ce mode, son indice effectif est potentiellement très élevé : des fentes de 15 nm de profondeur et de 5 nm de large ont démontré une absorption totale (donc résonante) à $\lambda = 476$ nm, soit un ratio longueur d'onde/profondeur de 30^[73], beaucoup plus intéressant en terme d'épaisseur que les structures quart-d'onde « classiques ». Evidemment, ceci nécessite de réaliser des structures extrêmement petites et spécifiques, ce qui est tout sauf évident avec les procédés standards de microélectronique CMOS.

f) Résonateurs plasmoniques horizontaux

Afin de résoudre le problème de dimensions critiques posé par les structures précédentes, la solution la plus simple consiste à utiliser un MIM horizontal. Celui-ci se compose d'un ruban métallique séparé d'un plan de masse lui aussi métallique par une fine couche de matériau isolant, comme représenté sur la Figure II-11 (a)^[78-80]. Comme pour les résonateurs verticaux, le sandwich métallique modifie fortement l'indice effectif de phase n_{eff} du mode dans l'isolant, de sorte que la variation d'indice au bord du ruban est relativement abrupte, et mène à la création d'une pseudo-cavité. La résonance se produit lorsque la taille des plots L et la longueur d'onde λ_0 sont liées par la relation :

$$L = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{eff}}} \quad [\text{II.11}]$$

Contrairement aux résonateurs verticaux, la symétrie implique que la condition de résonance corresponde dans ce cas à celle d'une cavité demi-onde. Le couplage au vide n'est pas trivial : il est de fait assuré par les coins anguleux du patch, via des courants induits de façon antisymétrique dans le métal supérieur et inférieur. Technologiquement, le paramètre critique est ici l'épaisseur de l'isolant, qui est typiquement d'une centaine de nanomètres. Du point de vue de la fabrication CMOS, ceci est bien moins complexe que la gravure des fentes de la section précédente. Tout comme ces dernières, les MIMs monodimensionnels ne résonnent que pour la polarisation TM. L'extension en deux dimensions de ces structures prend soit la forme d'une couche pleine métallique percée^[81,82], soit celle d'un réseau de plots^[83-85], illustré sur la Figure II-11 (b), et permet d'obtenir des effets intéressants sur la polarisation^[86,87].

Une fois encore, à cause de la faible extension spatiale du mode plasmonique devant la longueur d'onde dans le vide, la résonance peut être excitée ou se découpler de manière quasi-isotrope (Figure II-11 (c) et (d)). Finalement, la grande section efficace d'absorption de ces structures permet de localiser plusieurs résonateurs d'accord différent dans une même maille sub-longueur d'onde au sein d'un pavage de la surface. On obtient de cette façon des émissivités quasi-unitaires à plusieurs longueurs d'onde simultanément^[87-89], proches de la simple superposition des résonateurs élémentaires. En outre, l'accordabilité est obtenue en modifiant les dimensions latérales, ce qui est favorable technologiquement dans une approche CMOS, contrairement aux résonateurs verticaux.

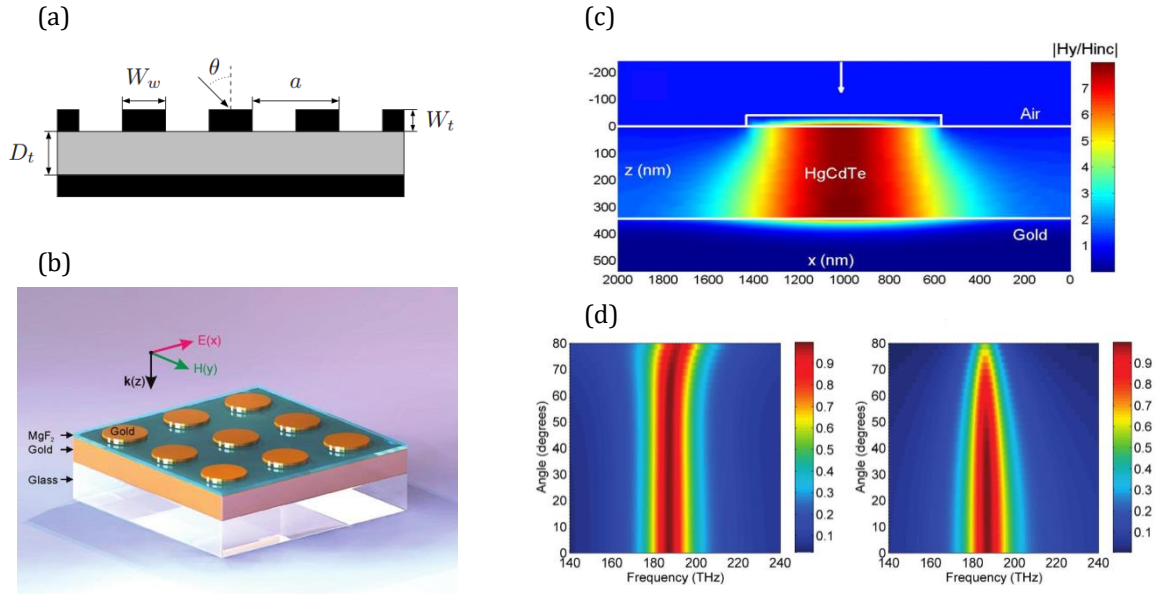


Figure II-11 : Illustration d'un résonateur MIM : (a) Schéma d'un MIM unidimensionnel^[79] ; (b) Schéma d'un MIM bidimensionnel^[85] ; (c) Profil du champ magnétique à la résonance^[84] ; (d) Emissivité de la structure bidimensionnelle en fonction de la longueur d'onde et de l'angle pour une polarisation TM (gauche) et TE (droite)^[85].

A cause des pertes, les facteurs de qualité atteignables par les structures métalliques sont inférieurs à ceux affichés par les résonateurs diélectriques (quelques dizaines au maximum). Toutefois, la plasmonique, en tirant parti de la localisation extrême du champ, présente l'avantage de mener à des dispositifs beaucoup plus fins, ce qui s'avère être indispensable pour une intégration sur les membranes suspendues.

En conclusion, on a montré qu'il existe à la fois des structures à résonance diélectrique et des structures à résonance métallique qui permettent d'obtenir une sélectivité spectrale. Si des facteurs de qualité plus élevés sont obtenus avec les diélectriques, les structures plasmoniques possèdent l'avantage d'être beaucoup plus compactes. Les résonateurs MIMs horizontaux remplissent trois des quatre caractéristiques mises en avant au début de cette partie : ils sont sélectifs spectralement, compatibles CMOS et de faible dimension verticale, et peuvent être opérés à haute température en choisissant un métal adéquat. La suite de ce chapitre s'intéresse au problème de la directivité, a priori absente pour ces résonateurs, et propose une amélioration de ces dispositifs en vue d'approcher l'émissivité optimale nécessaire pour l'optimisation d'un système de détection de CO₂.

B. Simulations de la structure retenue : le MIM

Parmi toute la zoologie de structures présentées dans la partie précédente, aucune ne permet de remplir exactement la fonction souhaitée, à savoir contrôler précisément l'émissivité dans une fenêtre spectrale et angulaire définie. Cependant, en étudiant précisément la physique des résonateurs horizontaux MIMs (Métal Isolant Métal), il est possible d'ajouter de la sélectivité angulaire à ces structures qui ne possèdent en temps normal qu'une résonance spectrale. Après avoir détaillé le fonctionnement de ces résonateurs, le mécanisme permettant de limiter l'émission à un domaine angulaire donné sera développé et les performances attendues seront calculées. Les travaux présentés dans cette partie ont été menés en s'appuyant sur l'expertise du groupe NAPHÉL (NANoPHotonique et ELECTromagnétisme) du LCF (Laboratoire Charles Fabry) dans ce domaine, et notamment en étroite collaboration avec Daniele Costantini, post-doctorant au laboratoire.

1. Principe de simulation

L'émissivité est souvent déduite grâce à la loi du rayonnement de Kirchhoff, qui stipule que l'émissivité ε d'un corps à l'équilibre thermodynamique est égale à son absorptivité α , et ce pour chaque longueur d'onde et chaque direction :

$$\varepsilon(\Omega, \lambda) = \alpha(\Omega, \lambda) \quad [\text{II.12}]$$

En d'autres mots, un bon / mauvais émetteur est aussi un bon / mauvais absorbeur, et réciproquement. Pour calculer l'émissivité, on se place ainsi la plupart du temps dans un schéma inverse, le calcul d'absorptivité étant généralement plus simple à mettre en œuvre dans les méthodes de calcul électromagnétique. La plupart des méthodes analytiques de calcul optique (matrices de transfert, diffraction de Mie) et des logiciels de simulation numérique (FDTD, *Finite-Difference Time-Domain*, FEM, *Finite Element Method*, BEM, *Boundary Element Method*, RCWA, *Rigorous Coupled-wave Analysis*) permettent de calculer aisément la transmission et la réflexion d'une onde plane sur une structure donnée. L'absorption (α égale à l'émissivité ε) est dans ce cas obtenue par la loi de conservation de l'énergie :

$$R + T + \left| \frac{\alpha}{\varepsilon} \right| = 1 \quad [\text{II.13}]$$

En répétant ce calcul pour différentes longueurs d'onde et différents angles d'incidence, on peut alors reconstruire l'émissivité complète de la structure $\varepsilon(\lambda, \Omega)$.

Toutes les simulations qui vont suivre ont été réalisées avec un logiciel de RCWA interne au LETI, qui permet à la fois de calculer l'émissivité des structures et la répartition du champ électromagnétique, cette dernière pouvant s'avérer riche en information quant au fonctionnement des structures. La RCWA^[92,93] permet de résoudre des problèmes de diffraction périodiques de façon rapide et précise. Elle s'appuie sur la décomposition du champ électromagnétique dans l'espace de Fourier en une somme d'harmoniques spatiales. Ceci permet de transformer les équations aux dérivées partielles des équations de Maxwell en équations différentielles ordinaires. Moyennant une troncature des ordres élevés des séries de Fourier, et en prenant en compte les conditions aux limites, il est possible de déterminer le champ électromagnétique et les grandeurs associées (réflexion, transmission, vecteur de Poynting...). Ces calculs ont aussi été validés par rapport à ceux de Daniele Costantini réalisés avec les outils du LCF de la base « reticolo » (développée par Jean-Paul Hugonin et Mondher Besbes).

2. Le MIM : mode d'emploi

On s'intéresse dans cette partie aux propriétés des structures MIM. La plupart des résonateurs plasmoniques sont réalisés avec des métaux nobles, tels que l'or ou l'argent. En effet, ceux-ci permettent d'atteindre les meilleures performances, tant du point de vue du facteur de qualité que de la réflectivité hors résonance. Cependant, ils ne sont ni stables à haute température ni compatibles CMOS, deux caractéristiques essentielles des dispositifs que l'on souhaite réaliser. Notre choix s'est donc tourné vers le tungstène (W), métal disponible dans la salle blanche semi-industrielle du LETI et jouissant d'une excellente tenue à haute température. Dans toute la suite, les simulations sont effectuées pour un empilement tungstène/nitride de silicium/tungstène dans l'air. L'indice optique du tungstène est extrait de l'ouvrage de référence de Palik^[94], et celui du nitride a été mesuré expérimentalement à l'aide d'un ellipsomètre infrarouge au laboratoire (voir Annexe : indices du Si_3N_4).

a) Structure classique en deux dimensions

Une approche bidimensionnelle permet dans un premier temps de passer en revue la plupart des caractéristiques des MIMs, tout en réduisant le temps de calcul. On modélise donc des rubans et non des « patches », et on se contente du plan perpendiculaire à ces rubans. Un schéma d'un réseau de MIM « standard » et de ses dimensions est donné sur la Figure II-12, sa relation de dispersion obtenue pour les deux polarisations étant fournie juste en dessous.

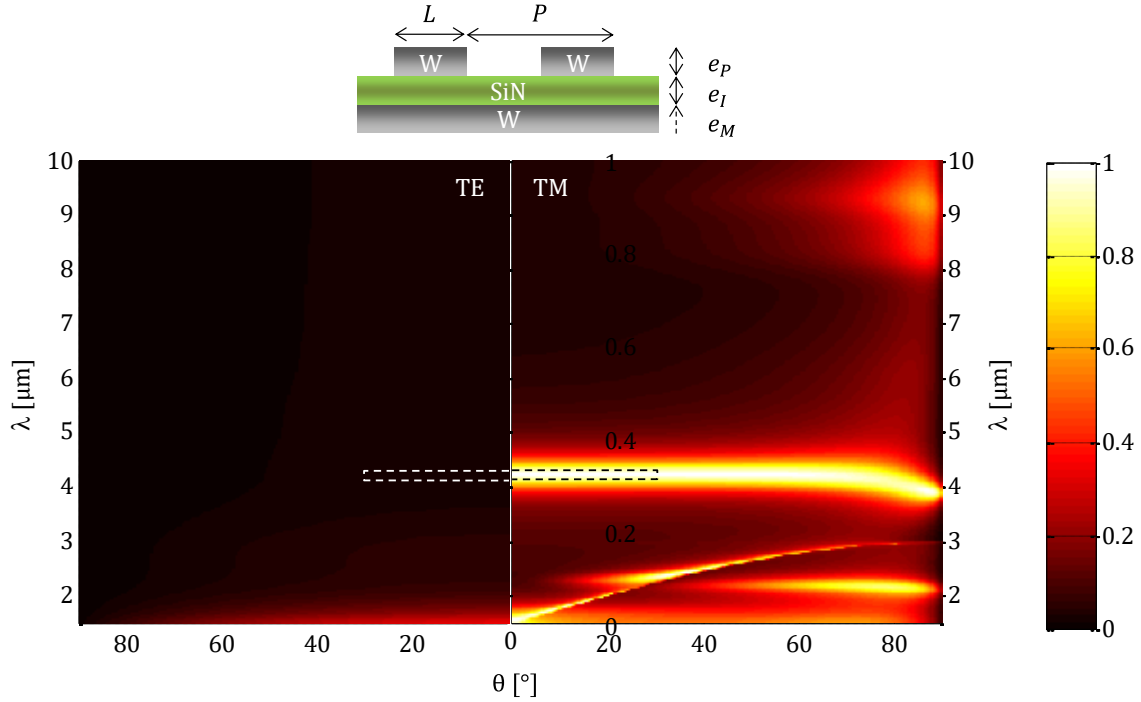


Figure II-12 : Schéma d'un résonateur MIM 2D et relation de dispersion correspondante pour les deux polarisations. La zone d'intérêt est délimitée par un contour tireté ($\Delta\lambda = [4,16 \mu\text{m} ; 4,36 \mu\text{m}]$ et $\Delta\theta = [-30^\circ ; 30^\circ]$). Les dimensions du MIM sont : $L = 650 \text{ nm}$, $P = 1500 \text{ nm}$, $e_P = 100 \text{ nm}$, $e_I = 50 \text{ nm}$ et e_M semi infini.

En polarisation TM, on voit clairement la résonance isotrope du MIM à $4,26 \mu\text{m}$, et la relation de dispersion oblique du plasmon propagatif couplé par le réseau en dessous de $3 \mu\text{m}$. En polarisation TE par contre, aucune de ces caractéristiques n'est visible, et la structure se comporte comme la surface continue d'un métal usuellement réfléchissant, et de ce fait d'émissivité quasi-nulle. On met donc en évidence l'aspect plasmonique des modes en jeu dans la structure. Si on calcule les figures de mérite pour la version TM de l'émissivité avec les équations [I.18] et [I.19], on trouve une noirceur $\beta = 0,95$ et un gain $\gamma = 4,3$. La noirceur est donc presque optimale, et le gain est relativement important.

b) Influence des différents paramètres géométriques

Les paramètres les plus importants de ce résonateur sont la largeur du ruban métallique L et l'épaisseur d'isolant e_I , dont l'impact des variations est illustré sur les Figure II-13 et Figure II-14 respectivement.

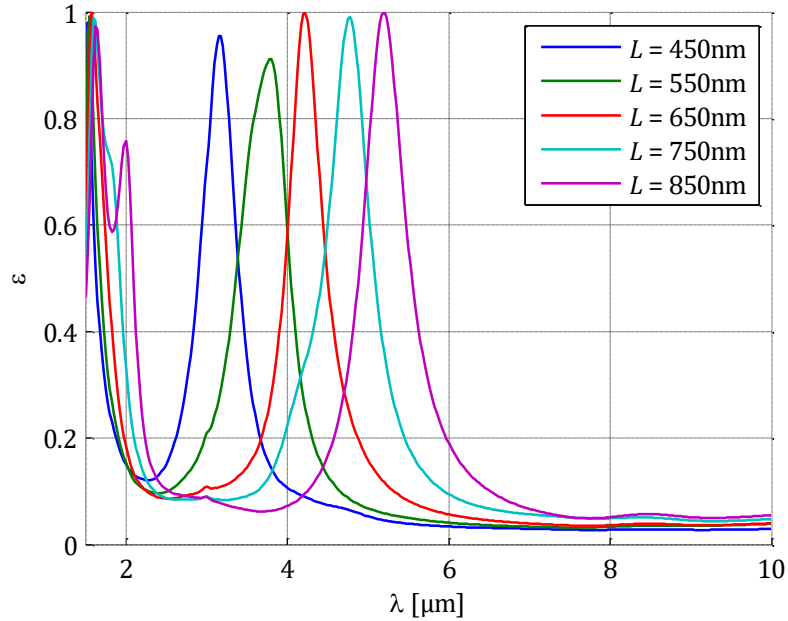


Figure II-13 : Influence de la largeur du ruban L sur la résonance du MIM 2D en polarisation TM pour $\theta = 0^\circ$. Tous les autres paramètres sont ceux définis dans la légende de la Figure II-12.

On observe sur cette première figure que la résonance se décale vers le rouge à mesure que la largeur du ruban augmente. Ceci est tout à fait en accord avec l'équation [II.11], qui stipule que le ruban permet de créer une cavité demi-onde dans l'isolant. En traçant l'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de cette largeur, on obtient une droite affine dont la pente permet de calculer un indice effectif de phase du mode résonant $n_{\text{eff}} = 2,56$. On a donc un ratio d'environ cinq entre la longueur d'onde de résonance et la largeur du ruban, ratio qui permet de tolérer la précision de fabrication nécessaire. Ce ratio met aussi en avant la section efficace importante de ces résonateurs, sur laquelle on reviendra pour les designs multispectraux.

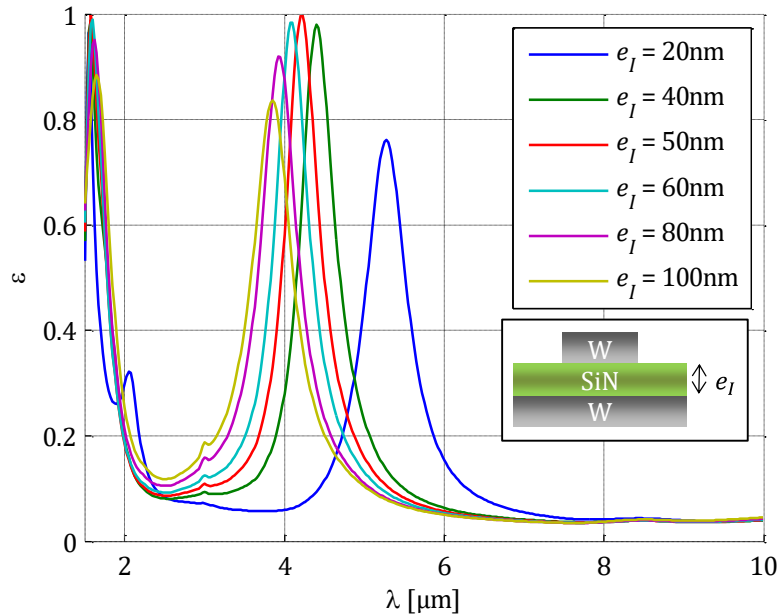


Figure II-14 : Influence de l'épaisseur de l'isolant e_I sur la résonance du MIM 2D en polarisation TM pour $\theta = 0^\circ$. Tous les autres paramètres sont ceux définis dans la légende de la Figure II-12.

L'épaisseur d'isolant a un effet légèrement plus complexe sur la résonance. On observe ainsi un décalage vers le rouge à mesure que le ruban métallique est rapproché du plan de masse. Ceci s'explique par la variation d'indice effectif du mode : plus l'isolant est fin, plus le plasmon est « métallique », et donc plus son indice augmente. En vertu de l'équation [II.11], cela implique que la longueur d'onde de résonance associée augmente. On note par ailleurs que l'intensité de cette résonance est maximale pour une épaisseur de 50 nm, et décroît pour des valeurs supérieures et inférieures. Ceci traduit un désaccord du couplage critique du résonateur, explicité plus en détail dans la partie 3.a) de ce chapitre. Grossièrement, l'épaisseur d'isolant change la réflectivité interne, ce qui modifie le couplage entre le mode résonant et les modes propagatifs dans l'air, et diminue l'intensité du pic d'absorption.

A contrario, la période P du réseau et l'épaisseur e_p du ruban influent peu sur la résonance. Celle du plan de masse e_M doit simplement être supérieure à l'épaisseur de peau de sorte que la couche se comporte comme un miroir, et que la transmission de la structure soit nulle. Typiquement, une épaisseur d'au moins 100 nm permet aisément de remplir cette contrainte.

c) Multispectral

Etant donné l'importante section d'absorption de ces résonateurs par rapport à leur taille, il est possible de disposer différents MIM dans une même cellule unité, de sorte à obtenir plusieurs pics d'émissivité, sans pour autant perdre sur l'intensité de chaque résonance. En insérant un second patch de longueur $L' = 500$ nm dans la maille de la structure définie précédemment, on obtient une autre résonance à $3,5 \mu\text{m}$, qui pourrait servir par exemple de voie de référence pour un capteur de gaz. La Figure II-15 illustre le spectre de cette structure, et la répartition du champ aux deux pics d'absorption. Chaque patch se comporte de manière indépendante, et le mode MIM peut être visualisé alternativement sous l'un puis sous l'autre aux deux longueurs d'onde de résonance :

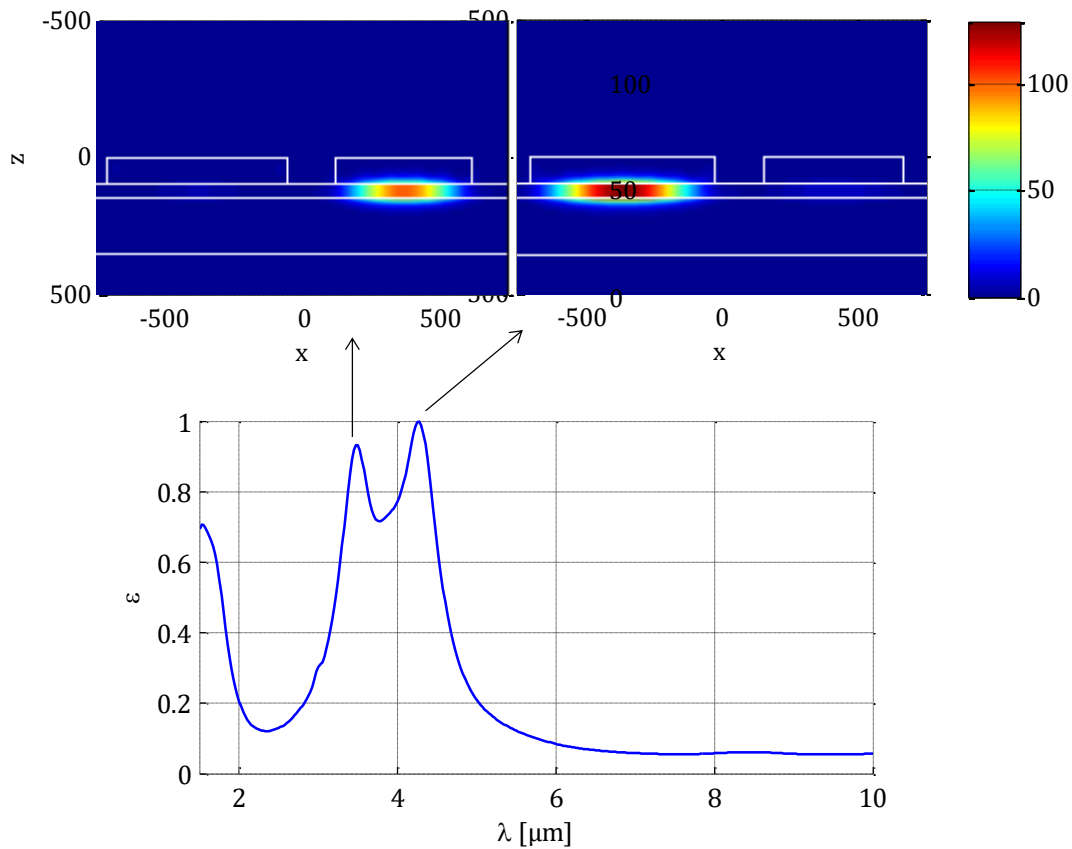


Figure II-15 : Cartographie du champ magnétique H_y et spectre d'absorptivité à la verticale ($\theta = 0^\circ$) pour un résonateur bispectral constitué de deux patches de largeurs $L = 650$ nm et $L' = 500$ nm.

d) Résonateur d'ordre 3

Comme pour les résonateurs verticaux, il est possible de concevoir un résonateur horizontal fonctionnant à un ordre plus élevé. Les modes pairs étant interdits au couplage champ lointain par des considérations de symétrie, la Figure II-16 compare la cartographie du champ et la relation de dispersion obtenue pour le MIM à l'ordre fondamental décrit précédemment, et pour un MIM fonctionnant à l'ordre 3.

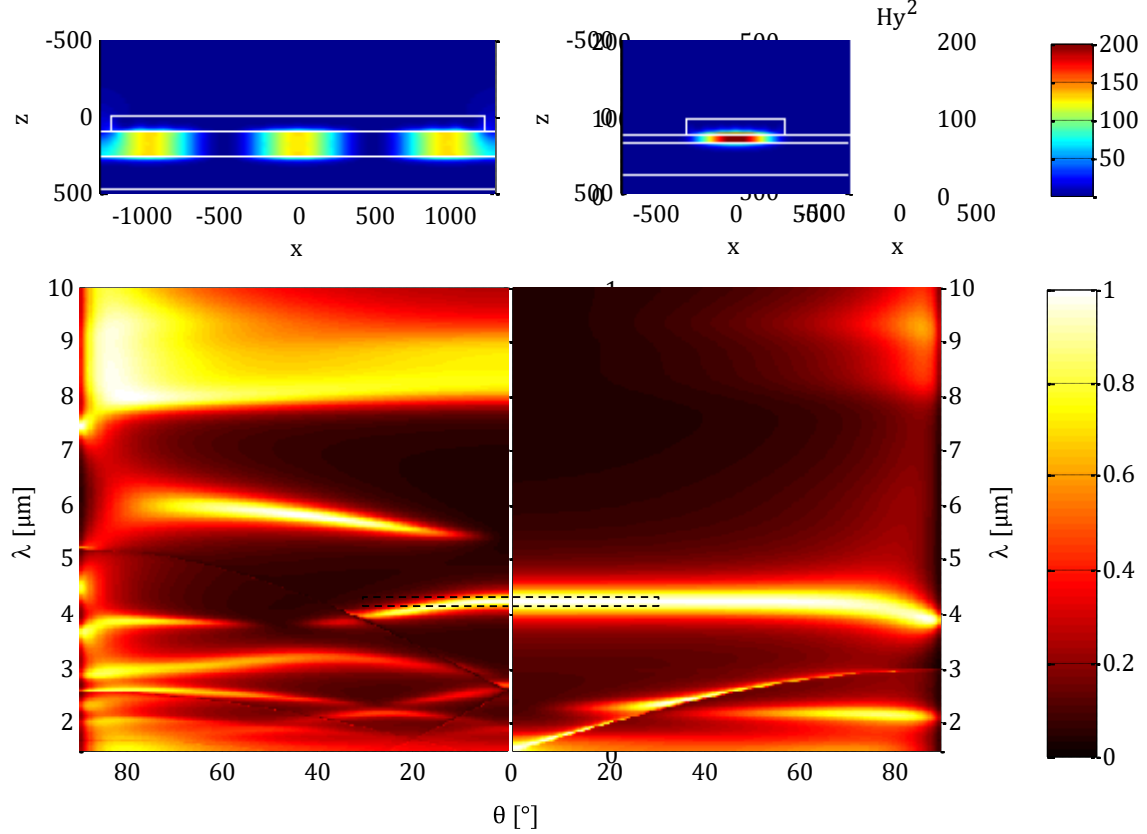


Figure II-16 : Comparaison du champ magnétique H_y à $4,26 \mu\text{m}$ et de la relation de dispersion en polarisation TM pour un MIM fonctionnant à l'ordre 3 (à gauche) et à l'ordre 1 (à droite). La zone d'intérêt est délimitée par un contour tireté. Les paramètres du MIM d'ordre 1 sont ceux décrits dans la légende de la Figure II-12. Ceux du MIM d'ordre 3 sont : $L = 2430 \text{ nm}$, $P = 2600 \text{ nm}$, $e_p = 100 \text{ nm}$, $e_I = 160 \text{ nm}$ et e_M semi infini.

Les paramètres du MIM ont été modifiés pour fonctionner à l'ordre 3 : la longueur du ruban est environ trois fois plus importante, la période a été augmentée en conséquence et l'épaisseur de l'isolant aussi, de sorte à conserver une résonance d'amplitude maximale (couplage critique). On voit clairement la présence de trois lobes dans la cartographie de champ du MIM à l'ordre 3. Sa relation de dispersion est plus complexe qu'à l'ordre 1 : outre la présence du mode fondamental entre $8 \mu\text{m}$ et $9 \mu\text{m}$, les courtes longueurs d'ondes sont « polluées » par les modes d'ordre supérieur. La résonance à $4,26 \mu\text{m}$ elle est plus directionnelle, du fait de l'extension spatiale plus importante du mode résonant. Cependant, cette directionnalité, en plus de ne pas être contrôlable, s'avère ajouter de la dispersion au mode, qui sort de la fenêtre d'intérêt pour les angles supérieurs à une dizaine de degrés. En TM, cette structure affiche ainsi une noirceur $\beta = 0,36$, presque trois fois plus faible que pour l'ordre 1, et un gain $\gamma = 4,3$ identique. Il n'est donc pas judicieux d'utiliser un MIM d'ordre élevé.

e) Passage de deux à trois dimensions

Le passage en trois dimensions permet de localiser le mode dans les deux directions x et y du plan de la structure. De cette façon, on peut se coupler au mode résonant du MIM à la fois en polarisation TM et en polarisation TE, comme indiqué par la relation de dispersion tracée sur la Figure II-17. On gagne ainsi un facteur deux sur l'émissivité totale de la structure.

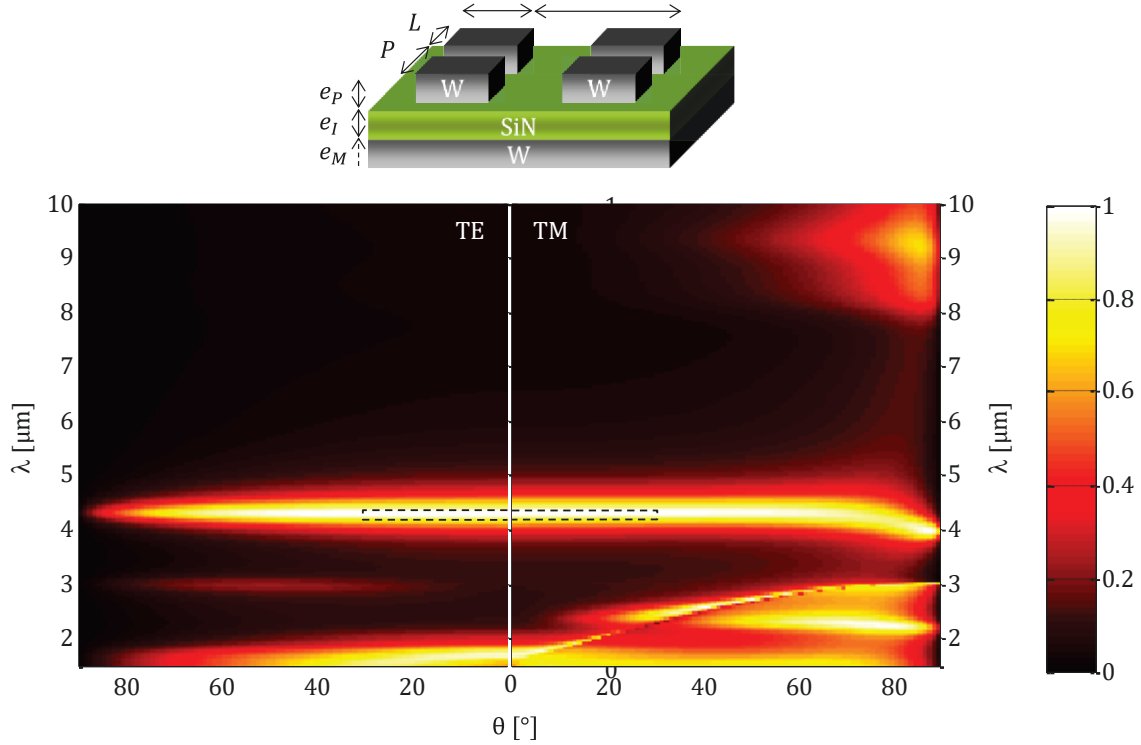


Figure II-17 : Schéma d'un résonateur MIM 3D et relation de dispersion correspondante pour les deux polarisations. La zone d'intérêt est délimitée par un contour tireté. Les dimensions du MIM sont :

$L = 780 \text{ nm}$, $P = 1500 \text{ nm}$, $e_p = 100 \text{ nm}$, $e_l = 80 \text{ nm}$ et e_M semi infini.

On note que la relation de dispersion du plasmon propagatif n'est présente qu'en polarisation TM, malgré le passage en trois dimensions. Cela rend la polarisation TE moins émissive globalement, et contribue donc à augmenter le gain total de la structure calculé à partir de l'émissivité moyennée sur les deux polarisations : $\gamma = 5$. La noirceur est de $\beta = 0,95$, identique au cas bidimensionnel en polarisation TM. En comparant ces performances avec celles obtenues pour une membrane sans structuration ($\beta = 0,2$ et $\gamma = 5$, voir Chapitre I.D.3), on s'aperçoit que l'on a réussi à rediriger le flux émis par la membrane dans la zone d'intérêt. On gagne de cette façon un facteur 5 sur le flux utile, pour une puissance consommée quasi identique.

En résumé, le MIM est une structure optique robuste et compacte, permettant d'obtenir une ou plusieurs résonances spectrales marquées, aisément accordables en jouant sur la géométrie. L'utilisation d'un réseau bidimensionnel permet de coupler de façon quasi-identique les deux polarisations, et permet d'atteindre des figures de mérite (gain et noirceur) intéressantes. Cependant, l'absence de sélectivité angulaire ne permet pas de répondre au cahier des charges que l'on s'est fixé. La résonance à l'ordre 3 aurait pu permettre de remplir ce rôle, mais elle dégrade au final les performances significativement à cause de modes parasites. Il est donc nécessaire d'inventer une nouvelle structure qui permette d'atteindre cet objectif, tout en gardant si possible tous les avantages du MIM.

3. Ajout de sélectivité angulaire via la perturbation du couplage critique

Dans cette partie nous introduisons un des principaux résultats de ce manuscrit, à savoir la possibilité de donner un caractère directionnel à l'émissivité d'un MIM. Après avoir défini la notion de couplage critique du résonateur, nous verrons comment la période du réseau permet de frustrer ce couplage, et de sélectionner ainsi l'angle à partir duquel l'émissivité est réduite.

a) Notion de couplage critique

La réflectivité d'une structure peut être envisagée d'un point de vue « électronique » comme étant due à un désaccord d'impédance. La réflectivité entre deux milieux i et j est alors exprimée par :

$$R = |r|^2 = \left| \frac{Z_i - Z_j}{Z_i + Z_j} \right|^2 \quad [\text{II.14}]$$

où Z_i , l'impédance du milieu i , est définie comme la racine du ratio de sa perméabilité magnétique par sa permittivité diélectrique :

$$Z_i = \sqrt{\frac{\mu_i}{\epsilon_i}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{ri}}{\epsilon_0 \epsilon_{ri}}} \quad [\Omega] \quad [\text{II.15}]$$

Dans le cas du vide, on a :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 377 \Omega \quad [\text{II.16}]$$

Pour un diélectrique, on a $Z_i = Z_0/n_i$, et en remplaçant dans l'équation [II.14], on retombe sur l'expression classique des coefficients de Fresnel :

$$R = \left| \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \right|^2 \quad [\text{II.17}]$$

Un résonateur MIM peut être considéré comme un oscillateur à pertes couplé avec le milieu extérieur. Dans ce cas, on peut considérer que son impédance complexe est donnée par^[95] :

$$Z = Z_0 \frac{\gamma_R}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_Q} \quad [\text{II.18}]$$

avec ω_0 la fréquence de résonance, γ_R le taux d'amortissement radiatif et γ_Q le taux d'amortissement résistif. La Figure II-18 trace quelques spectres de réflectivité en fonction de différents couples de taux d'amortissement.

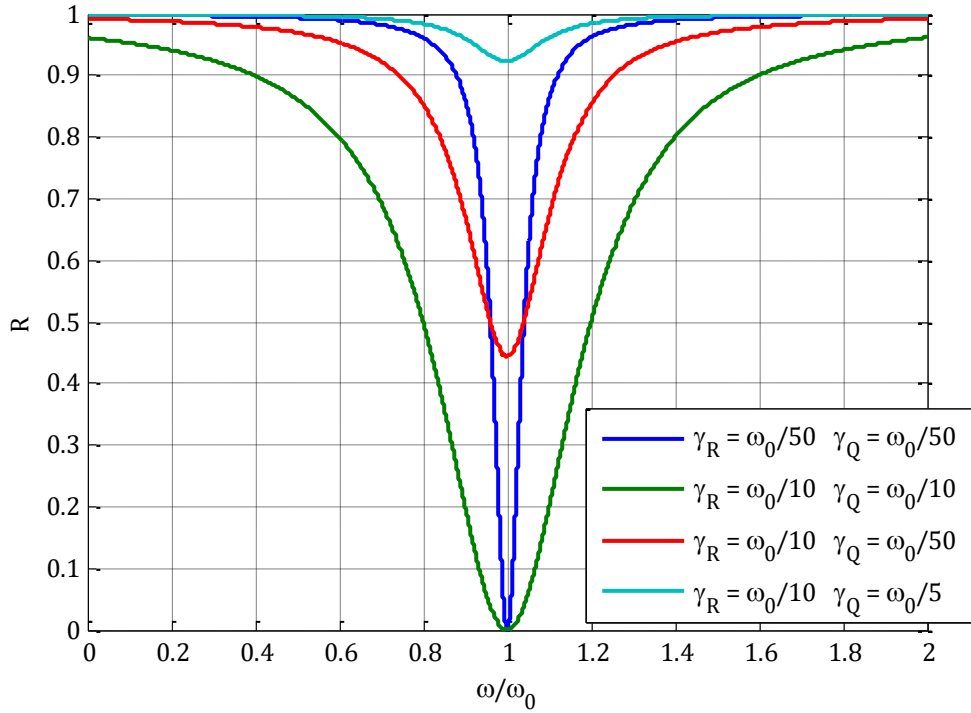


Figure II-18 : Réflectivité en fonction de la fréquence pour un résonateur à pertes couplé avec un milieu extérieur (de l'air ici), dont l'impédance est décrite par l'équation [II.18].

Comme indiqué sur cette figure, à la fréquence de résonance $\omega_0 = 5000$, la réflectivité est nulle (donc l'absorption est unitaire) si et seulement si l'impédance du résonateur est égale à celle du vide, c'est-à-dire si le taux d'amortissement résistif est égal au taux d'amortissement radiatif : $\gamma_R = \gamma_Q$. Dans ce cas, on peut considérer que l'intégralité de la lumière couplée est dissipée, ce qui explique l'absence de réflexion. Cette condition est la définition même du couplage critique. On note aussi que la largeur à mi-hauteur (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) de la résonance $\Delta\omega$, s'exprime comme $\Delta\omega = 2(\gamma_R + \gamma_Q)$. Pour diminuer cette largeur et augmenter le facteur de qualité, il est donc nécessaire de réduire les pertes totales de l'oscillateur.

Cette approche ne se veut pas prédictive, cependant elle permet d'appréhender intuitivement les concepts physiques qui régissent l'absorption des MIMs. Les pertes résistives correspondent dans ce cas aux pertes ohmiques dues à la présence du métal, et le couplage radiatif se fait par les extrémités de la pseudo-cavité, au bord des patches. Si les pertes résistives sont relativement indépendantes de la géométrie pour un métal donné, le couplage radiatif peut lui être adapté principalement en jouant sur l'épaisseur de l'isolant, comme illustré sur la Figure II-14.

b) Les réseaux de diffraction

Un réseau de diffraction est une structure optique périodique, constituée la plupart du temps d'un ensemble de fentes régulièrement espacées d'un pas Λ . Lorsqu'une onde incidente est envoyée sur ce réseau, chaque fente diffracte, agissant comme un point source. Lorsque le pas est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, des phénomènes d'interférences mènent à des réflexions selon des angles bien précis, qui sont donnés analytiquement par l'équation :

$$\sin \theta_m = \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad m \in \mathbb{Z} \quad [\text{II.19}]$$

En multipliant les deux membres de cette équation par $k_0 = 2\pi/\lambda$, et en se rappelant que $k_x = k_0 \sin \theta$, on obtient une autre version de cette relation, celle d'une conservation de l'impulsion :

$$k_{xm} = k_{xi} + m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad m \in \mathbb{Z} \quad [\text{II.20}]$$

Les valeurs de m donnant lieu à un rayon diffracté dans les équations [II.19] et [II.20] sont celles qui permettent de vérifier respectivement $\sin \theta_m < 1$ ou $k_{xm} < k_0$, deux façons de caractériser des ondes propagatives. L'ordre 0 existe toujours, et correspond à la réflexion spéculaire. Le nombre d'ordres diffractés dépend du ratio λ/Λ , quelques exemples étant illustrés sur la Figure II-19.

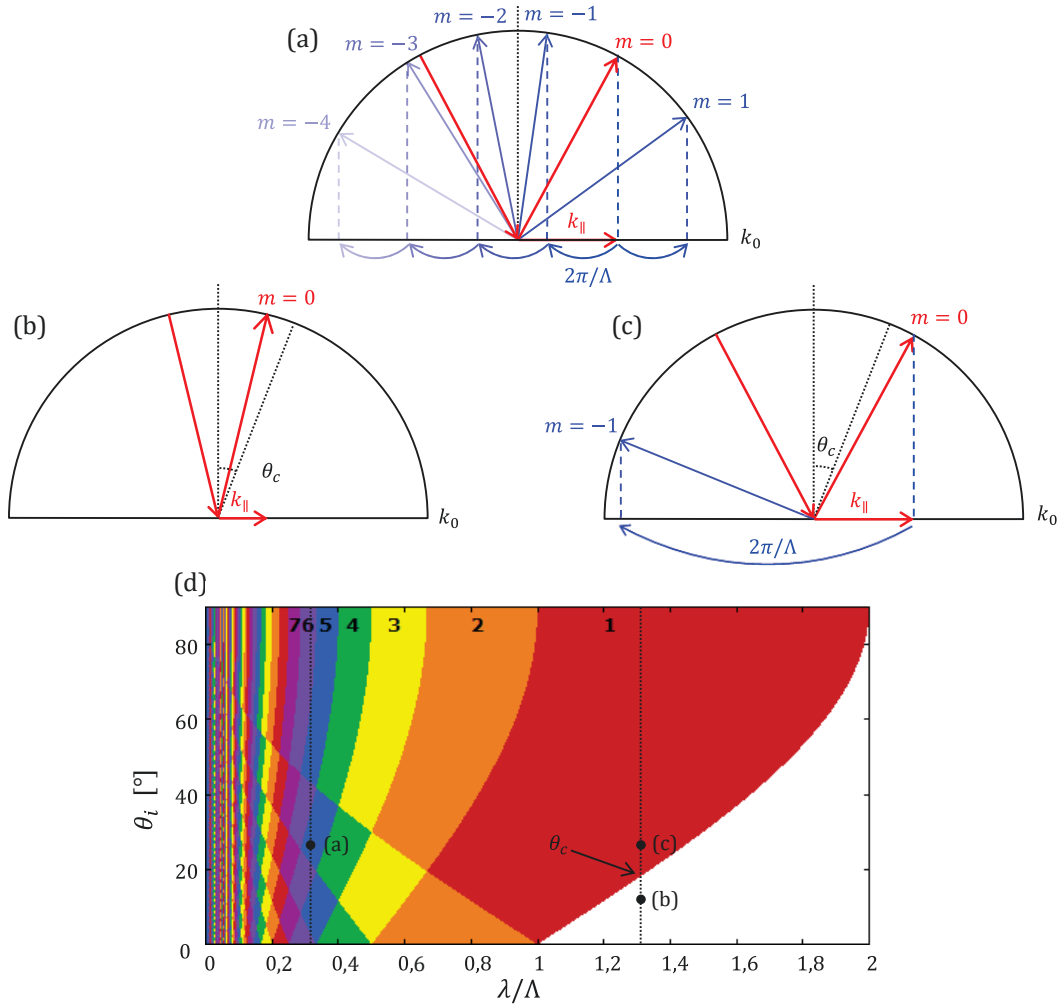


Figure II-19 : Illustration de la diffraction par un réseau : (a) $\lambda/\Lambda < 1$: il y a de multiples ordres diffractés ; (b) $1 < \lambda/\Lambda < 2$ et $\theta_i < \theta_c$: il n'y a pas de diffraction possible ; (c) $1 < \lambda/\Lambda < 2$ et $\theta_i > \theta_c$: un seul ordre de diffraction possible ; (d) illustration du nombre d'ordres diffractés en fonction du ratio λ/Λ et de l'angle d'incidence θ_i . Source : RP Photonics.

Pour un ratio λ/Λ compris entre 1 et 2, l'angle critique pour lequel le premier mode diffracté $m = -1$ apparaît est donné par :

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{\Lambda} - 1 \right) \quad [\text{II.21}]$$

C'est en se basant sur ce principe que l'on propose de conférer aux MIMs une sélectivité angulaire.

c) Structure proposée : le MIM frustré

Traditionnellement, les MIM sont conçus en utilisant des périodes relativement faibles, de sorte à éviter le couplage avec les plasmons propagatifs. Cependant, en utilisant un pas plus important de sorte que l'angle critique défini dans l'équation [II.21] soit compris entre 0° et 90° , on obtient deux comportements distincts très intéressants :

- Pour $\theta < \theta_c$, le couplage radiatif du plasmon avec l'extérieur ne se fait que grâce à la réflexion spéculaire, comme indiqué sur la Figure II-19 b). On peut optimiser cette structure en jouant notamment sur l'épaisseur de l'isolant de sorte que le couplage soit critique, et que l'émissivité soit unitaire à la résonance.
- Pour $\theta > \theta_c$, le réseau diffracte, et le plasmon peut alors se coupler vers l'extérieur via deux canaux distincts : l'ordre 0 et l'ordre -1 . Etant donné que la géométrie n'a pas changé, l'ajout d'un nouveau canal de pertes fait que la condition de couplage critique n'est plus remplie, et il en découle une baisse substantielle de l'émissivité. La résonance est ainsi frustrée pour les grands angles.

La Figure II-20 illustre la relation de dispersion d'un MIM frustré avec une période de $3\mu\text{m}$, qui correspond à une coupure à 25° en vertu de l'équation [II.21].

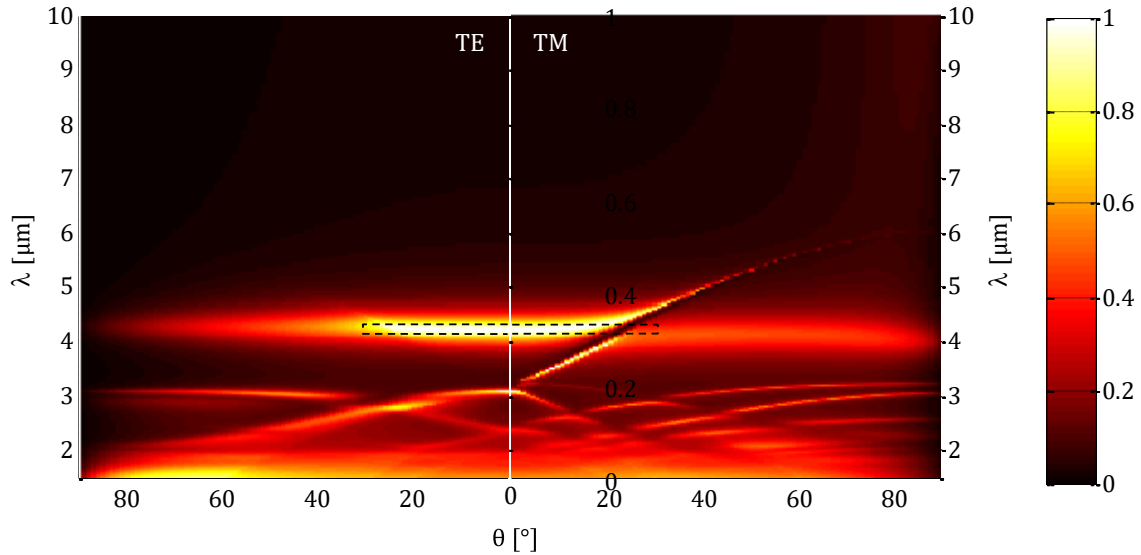


Figure II-20 : Relation de dispersion d'un MIM frustré pour les deux polarisations. La zone d'intérêt est délimitée par un contour tireté. Les dimensions du MIM sont :

$L = 900\text{ nm}$, $P = 3000\text{ nm}$, $e_p = 100\text{ nm}$, $e_l = 120\text{ nm}$ et e_M semi infini.

L'émissivité obtenue est à la fois sélective en longueur d'onde et en angle, et se rapproche de l'émissivité optimale, délimitée par un contour tireté. Ce MIM frustré est donc à même de remplir l'objectif fixé, et permet d'obtenir un gain $\gamma = 6,2$ pour une noirceur $\beta = 0,72$. Cette noirceur est même de $0,87$ si l'on considère une fenêtre de $\pm 20^\circ$, mieux adaptée à la coupure ci-dessus.

On s'intéresse aussi à l'émission dans les autres directions azimutales $\phi \neq 0^\circ$. En effet, ces variations sont négligées dans le calcul des facteurs de mérite, mais il est important de vérifier que la structure fonctionne de façon adéquate dans toutes les directions. La Figure II-21 illustre l'émissivité de la structure à la résonance ($\lambda = 4,26\mu\text{m}$) en fonction de l'angle azimutal ϕ et de l'angle zénithal θ .

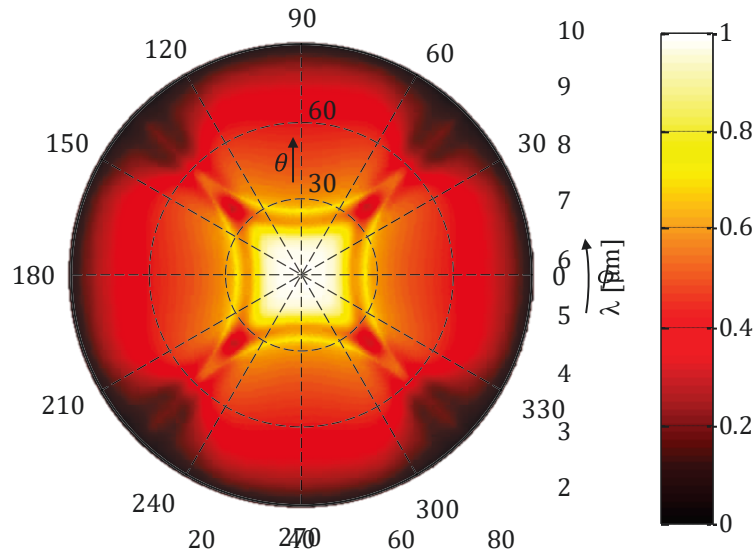


Figure II-21 : Emissivité du MIM frustré illustré sur la Figure II-20 à $\lambda = 4,26 \mu\text{m}$ en fonction de l'angle zénithal θ (représenté radialement) et de l'angle azimutal ϕ .

La dépendance azimutale est relativement faible : l'émission se fait dans un demi-octaèdre inversé, qui découle de la maille carrée utilisée pour le réseau. D'autres types de maille (hexagonales, pavé d'Archimède) ont été implémentées mais ne permettent pas d'améliorer substantiellement les performances du dispositif. On confirme donc ici la validité de l'approche consistant à négliger les variations selon ϕ pour le calcul des figures de mérite.

Le MIM frustré est donc la structure que nous avons choisi d'implémenter sur les membranes pour atteindre une émissivité optimale pour la détection optique de CO_2 . La possibilité de contrôler la résonance de façon spectrale et angulaire, alliée à la faible épaisseur du dispositif et à des dimensions compatibles pour une fabrication CMOS, en font une structure de choix pour la suite de cette étude.

4. Intégration sur la membrane

La membrane fabriquée au LETI est constituée d'un tricotage métallique nitrure de titane / platine / nitrure de titane ($\text{TiN}/\text{Pt}/\text{TiN}$ d'épaisseurs respectives 10 / 30 / 10 nm), encapsulé de part et d'autre par une couche de nitrure de silicium (SiN) de 100 nm. Une couche de 100 nm d'oxyde de silicium (SiO_2) supplémentaire est située entre le tricotage et le nitrure supérieur. Cet empilement, qui sera plus amplement détaillé dans le Chapitre III.A.1, est schématisé à l'échelle sur la Figure II-22 (a). L'intégration des MIM frustrés sur cette membrane a été envisagée de deux façons différentes :

1. La meilleure solution consiste à déposer les résonateurs entre la couche de silice et celle de nitrure de la membrane existante, comme illustré sur la Figure II-22 (b). Dans ce cas, l'épaisseur finale est plus que doublée, résultant en une augmentation de la masse thermique du dispositif, mais les performances optiques sont très proches de celle de MIMs parfaits, tels que décrits dans les sections précédentes.
2. La seconde solution consiste à utiliser les couches métalliques qui chauffent la membrane ($\text{TiN}/\text{Pt}/\text{TiN}$) aussi comme miroir arrière, et les deux couches existantes de silice et de nitrure comme isolant. Il suffit donc de déposer les patches métalliques sur la couche de nitrure supérieure, et de ré-encapsuler le tout pour protéger pendant la libération et éviter l'oxydation du tungstène, comme illustré schématiquement sur la Figure II-22 (c). Cette solution est moins optimale du point de vue optique car les couches métalliques sont trop fines ($\approx 50 \text{ nm}$ au total) pour se comporter comme un miroir parfait. Par ailleurs, les performances du résonateur souffrent de l'utilisation du TiN qui s'avère être un miroir assez médiocre dans le moyen

infrarouge. Cependant, cette solution est beaucoup plus facile à implémenter du point de vue technologique, et permet de réduire l'inertie thermique de la membrane.

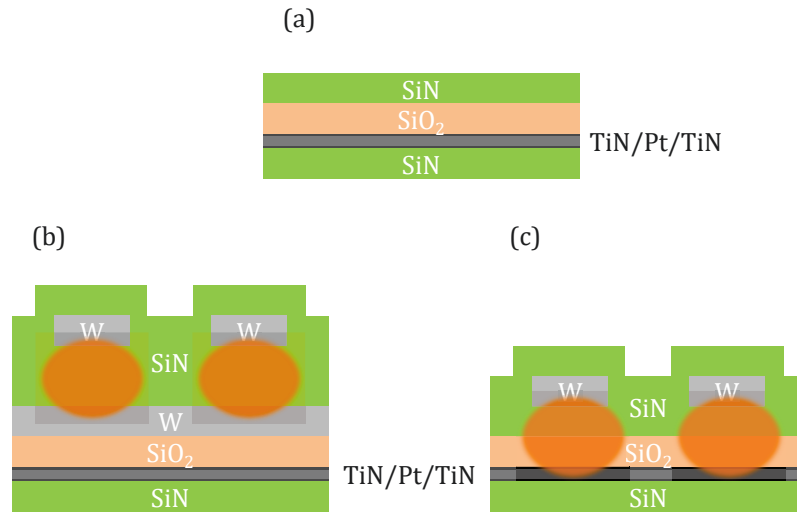


Figure II-22 : Illustration des deux solutions envisagées pour intégrer les résonateurs MIMs sur la membrane : (a) schéma de la membrane simple ; (b) intégration complète des MIMs entre la couche de silice et celle de nitrure ; (c) intégration partielle, en utilisant le tricouche TiN / Pt / TiN comme miroir arrière.

En résumé, nous avons passé en revue les caractéristiques des résonateurs horizontaux MIMs. Ceux-ci ont été simulés extensivement, et leur mécanisme de résonance a été analysé en profondeur. Grâce à cette étude, nous avons été en mesure de proposer une façon d'ajouter de la sélectivité angulaire à ces structures qui ne présentent normalement qu'une résonance spectrale. En jouant sur la période, on frustre le couplage critique, et on peut ainsi atténuer l'émission à partir d'un angle déterminé. L'intégration de ces résonateurs sur les membranes est un défi technologique. Nous le relevons en proposant deux approches différentes, la première garantissant des performances optimales mais augmentant la complexité de fabrication, et la seconde plus facile à mettre en œuvre mais présentant des performances légèrement dégradées. Toutefois, avant de réaliser ces structures, nous avons décidé de réaliser une maquette de résonateurs sans membrane, dans le but de valider l'approche développée précédemment.

C. Résultats sur maquette optique

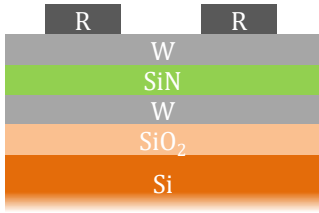

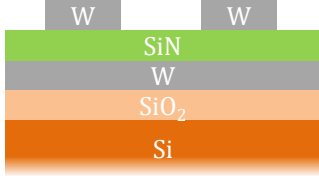

Afin de valider les résultats obtenus dans la section précédente, et avant d'intégrer directement ces structures sur une membrane fonctionnelle, une maquette optique de MIMs non suspendus a été réalisée afin de confronter la simulation à la caractérisation expérimentale.

1. Fabrication des échantillons

Cette maquette a été réalisée dans la salle blanche du LETI avec des procédés CMOS, sur un wafer de 200 mm de silicium. La fabrication a été supervisée par Emerick Lorent (responsable intégration filière au LETI). Le Tableau II.1 récapitule les étapes de fabrication de cette maquette, qui seront explicitées par la suite.

Tableau II.1 : Process-flow pour la réalisation de la maquette de MIMs.

1. Wafer de silicium initial	
2. Dépôt PECVD d'une couche de silice	
3. Dépôt PVD de la couche inférieure de tungstène	
4. Dépôt PECVD de la couche de nitrure centrale	
5. Dépôt PVD de la couche supérieur de tungstène	
6. Etalement de résine sur la couche de tungstène à structurer	
7. Insolation UV de la résine à travers un masque	

8. Développement de la résine insolée	
9. Gravure sèche du tungstène non protégé	
10. Retrait de la résine (stripping)	
11. Encapsulation par une couche de nitrure PECVD	

1. On part d'un wafer standard de silicium (Si), de 750 μm d'épaisseur.
2. On dépose une couche de 100 nm d'oxyde de silicium (SiO_2) par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD, *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Cette couche permet de se mettre dans les conditions de la membrane, où le tungstène (W) devra être déposé sur la silice pour la solution toute intégrée (Figure II-22 (b)).
3. 100 nm de tungstène sont rajoutés par dépôt physique en phase vapeur (PVD, *Physical Vapor Deposition*), pour réaliser le miroir inférieur.
4. Un second dépôt PECVD de nitrure de silicium (SiN) permet de créer la couche isolante qui hébergera le mode MIM. Deux variantes ont été implémentées, avec 100 nm ou 210 nm de nitrure.
5. La couche supérieure de tungstène de 100 nm est elle aussi déposée par PVD.

Une fois cet empilement réalisé, il ne reste plus qu'à définir les patches métalliques dans la couche métallique supérieure. Cette opération de photolithographie est un standard de la microélectronique, et se décompose de la façon suivante :

6. On étale une couche de résine photosensible sur la couche à graver.
7. On insole certaines zones de cette résine avec une lumière ultraviolette (UV) en utilisant un masque, qui agit comme un pochoir.
8. Les zones insolées deviennent solubles dans un solvant spécifique, et peuvent être éliminées par rinçage. Les motifs présents sur le masque ont été reproduits sur la résine : c'est pourquoi on parle de photolithographie.

9. La couche de tungstène est supprimée là où elle n'est pas protégée par la résine par gravure sèche.
10. La résine restante est éliminée via un processus de nettoyage adapté : le stripping.

On a ainsi reproduit les motifs du masque dans la couche de tungstène. Des résonateurs de différentes tailles, périodes et formes ont ainsi été créés dans différentes zones du wafer.

11. Finalement, on dépose par PECVD une ultime couche de nitrure, qui permet d'encapsuler les structures afin de les protéger de l'oxydation.

La Figure II-23 est une photographie du wafer obtenu. La photolithographie est répétée à l'identique sur l'ensemble du wafer, sur des puces de 20 mm x 20 mm. On démontre ainsi la production de masse, pré-industrielle, de telles structures MIMs et les capacités offertes par une fonderie CMOS.

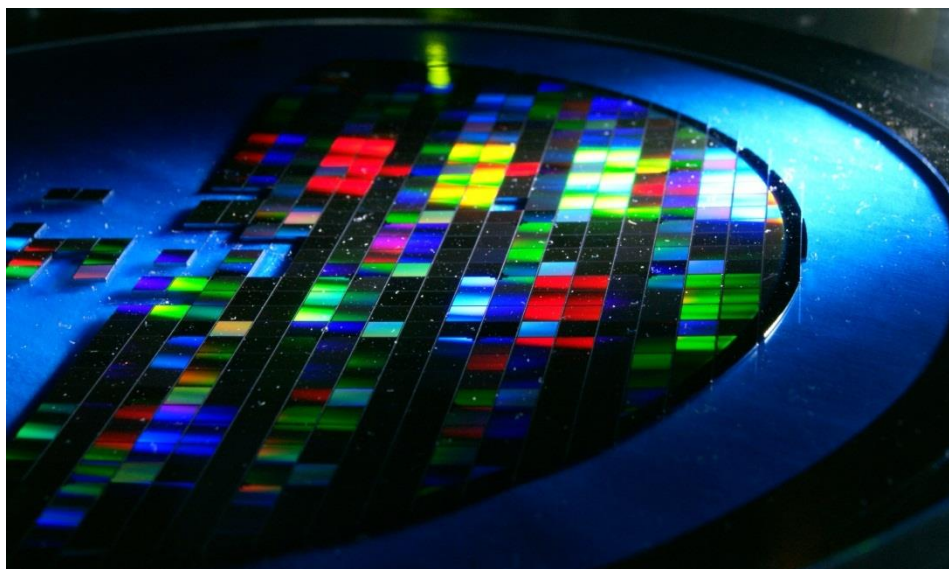


Figure II-23 : Photographie du wafer de 200 mm sur lequel ont été implémentés les résonateurs. Chaque échantillon mesure 5x5 mm² et contient une variante spécifique de structures. L'iridescence observée est causée par la diffraction de la lumière visible par les réseaux de MIMs.

2. Montage expérimental

L'émissivité des échantillons est mesurée au LCF grâce à un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR, *Fourier Transform InfraRed Spectrometer*), modèle Vertex 70 de chez Bruker. Ce type d'appareil permet de mesurer des spectres d'échantillons en phase gazeuse, liquide ou solide de façon très rapide. Son fonctionnement interne consiste à passer un faisceau à large bande spectrale dans un interféromètre de Michelson. En modifiant la position d'un des deux miroirs de l'interféromètre, on mesure un interférogramme, dont la transformée de Fourier est directement le spectre de ce faisceau.

Pour des mesures classiques en transmission, le faisceau issu du Michelson est passé à travers l'échantillon avant d'être mesuré, et le spectre obtenu est comparé à une mesure de référence. Pour la caractérisation d'émissivité de surfaces optiques, le montage expérimental est un peu plus complexe, et deux modes opératoires peuvent être implémentés : en réflexion et en émission. Ils ont été mis en œuvre au LCF avec l'aide de Ioana Doyen (ingénieur de recherche), et Quentin Lévesque (post-doctorant).

a) Caractérisation en réflexion

Pour les mesures en réflexion, l'échantillon est situé dans le module de réflectivité du FTIR, illustré sur la photographie de la Figure II-24. On utilise la source infrarouge interne du spectromètre (un globar), avec un diaphragme ajusté afin d'illuminer seulement l'échantillon. Les angles d'incidence et de collection peuvent être modifiés grâce à deux miroirs rotatifs. Pour une mesure de réflexion spéculaire, ces deux angles sont égaux et peuvent être variés entre 13° et 60° voire davantage, de sorte à capturer la dépendance angulaire des spectres. Le faisceau réfléchi est finalement mesuré sur un détecteur photovoltaïque MCT (Mercure-Cadmium-Tellure) refroidi à l'azote liquide. On s'affranchit de la distribution spectrale de la source et des absorbants atmosphériques interférents (eau, CO₂...) en effectuant une mesure de référence sur une couche d'or. Celle-ci est considérée comme un miroir parfait ($R = 1$) dans le domaine d'intérêt, et l'émissivité est alors obtenue à partir du ratio du spectre de l'échantillon S_{ech} et du spectre de référence S_{or} :

$$\varepsilon = 1 - \frac{S_{ech}}{S_{or}} \quad [II.22]$$

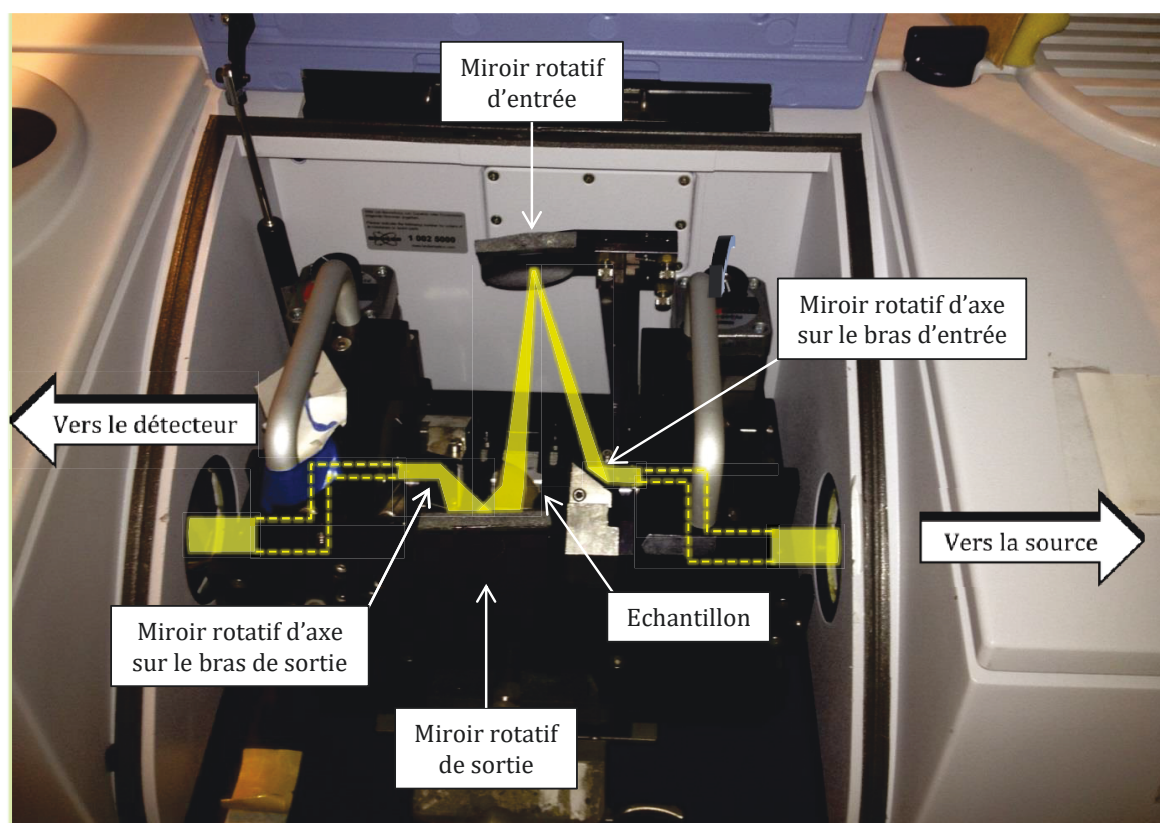


Figure II-24 : Montage expérimental pour la caractérisation en réflexion. Le trajet optique dans le module de réflectivité est schématisé en jaune sur la photographie. Les deux miroirs pivotent de concert et peuvent prendre des angles compris entre 13° et 60°.

Ce type de mesure est relativement rapide à mettre en œuvre, et permet d'être assez insensible aux interférents, le FTIR étant constamment maintenu sous un flux d'air sec. La puissance optique importante délivrée par la source intégrée permet aussi d'obtenir un rapport signal sur bruit (SNR) correct, avec des paramètres standards. Cependant, l'émissivité est ici déduite de la loi de Kirchhoff (équation [II.12]), ce qui peut poser des problèmes étant donné que l'on ne mesure que la réflectivité spéculaire (voir Chapitre II.C.3.e)). Finalement, les mesures sont faites à température ambiante, et ne sont donc pas forcément représentatives des propriétés de la microsource, lorsque celle-ci sera chauffée à plusieurs centaines de degrés. C'est pour cette raison qu'il est important de compléter les mesures en réflexion par des mesures en émission.

b) Caractérisation en émission

Pour les mesures en émission, on monte l'échantillon en température à l'aide d'un support chauffant par effet Joule, et on s'en sert de source externe pour le FTIR. Dans le montage optique représenté sur la photographie de la Figure II-25, la distance importante entre l'échantillon et le premier miroir ne permet de collecter l'émission que selon un angle très faible, typiquement 1°. En faisant tourner l'échantillon autour d'un axe qui passe par le foyer objet du montage optique, on peut observer l'évolution de l'émissivité de l'échantillon en fonction de l'angle. On soustrait au spectre obtenu S_{ech} une mesure de l'environnement S_{fond} , et on normalise par une mesure de corps noir calibré à la même température S_{cn} . L'émissivité est donc donnée par :

$$\varepsilon = \frac{S_{ech} - S_{fond}}{S_{cn} - S_{fond}} \quad [II.23]$$

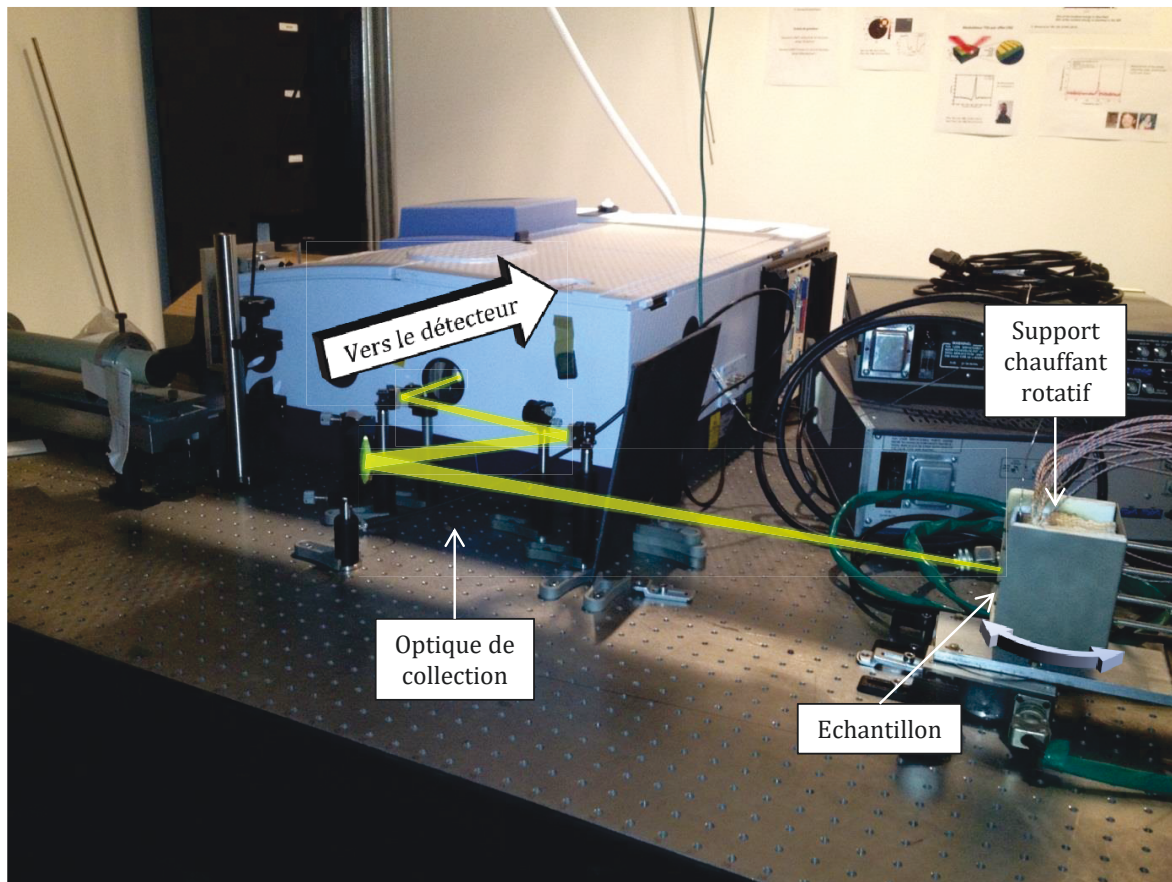


Figure II-25 : Montage expérimental pour la caractérisation en émission. Le trajet optique est schématisé en jaune sur la photographie. L'échantillon est fixé sur un support chauffant rotatif.

Les mesures en émission, parce qu'il est nécessaire de chauffer l'échantillon, sont beaucoup plus longues à mettre en place que les mesures en réflexion. De plus, le flux émis dans l'angle solide collecté est très faible, et implique de moyenner sur de nombreuses mesures afin d'atteindre un SNR correct. Néanmoins, du fait de la proximité entre cette caractérisation et le fonctionnement *in fine* des structures, les résultats obtenus sont plus pertinents et moins sujets à interprétation que ceux obtenus en réflexion.

3. Résultats obtenus

Un certain nombre de structures ont été réalisées, et ont pu être testées afin de valider les concepts exposés dans la partie précédente. Les sous-sections suivantes détaillent les principales conclusions tirées de la campagne de test menée sur le wafer de la Figure II-23.

a) MIM classique (petite période)

On s'intéresse tout d'abord à la structure la plus simple : un réseau de MIMs de côté $L = 803 \text{ nm}$ et de faible période $P = 1,5 \mu\text{m}$, pour laquelle on n'attend pas de coupure dans la raie spectrale du MIM. La relation de dispersion a été caractérisée en réflexion en TE et en TM à l'aide d'un polariseur fixé au niveau de la sortie du module de réflectivité. L'émissivité mesurée est comparée à celle obtenue en simulation pour les mêmes paramètres sur la Figure II-26.

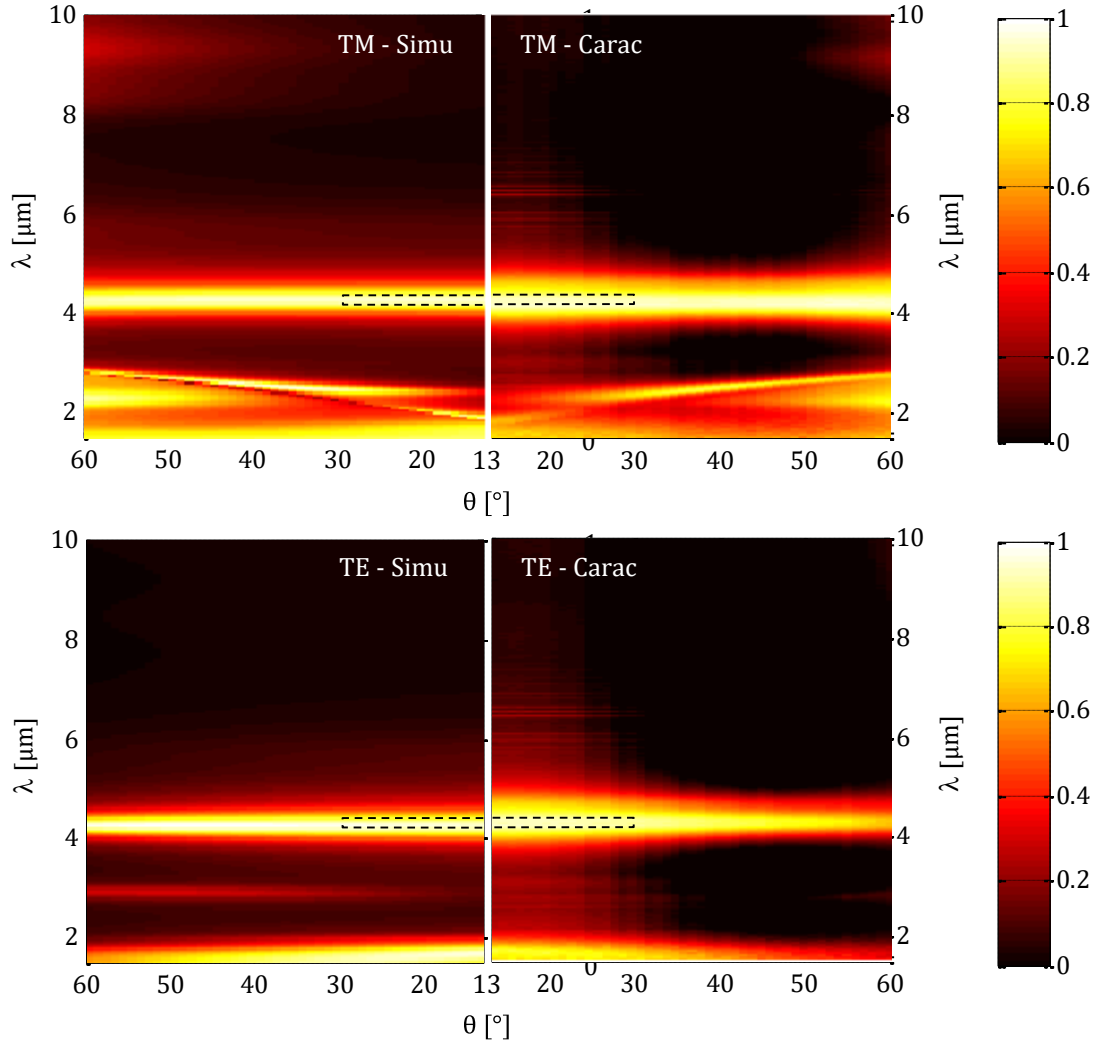


Figure II-26 : Comparaison des relations de dispersion simulées (gauche) et mesurées en réflexion (droite), en polarisation TM (haut) et TE (bas).

On observe sur cette figure l'ensemble du comportement escompté, c'est-à-dire une résonance isotrope à $4,26 \mu\text{m}$, et une émissivité faible hors de cette résonance. La comparaison TE/TM fait ressortir l'indépendance à la polarisation du résonateur MIM, la seule différence étant la présence en TM de la relation de dispersion du plasmon propagatif, comme prévu par les simulations. L'accord entre les données expérimentales et les simulations est relativement bon, notamment au niveau de la résonance. La résonance mesurée expérimentalement est légèrement plus large qu'en simulation, ce qui est attribué au fait que le tungstène déposé présente sûrement plus de pertes que celui utilisé pour les mesures de Palik^[94], sur lequel se basent les simulations.

Des réseaux de patches de plus faible dimension ($L = 730 \text{ nm}$ et $L = 657 \text{ nm}$) mettent en évidence la relation entre la taille des patches et la longueur d'onde de résonance. La Figure II-27 compare les spectres mesurés en réflexion à 13° de la normale pour différentes tailles de patches, et les simulations associées.

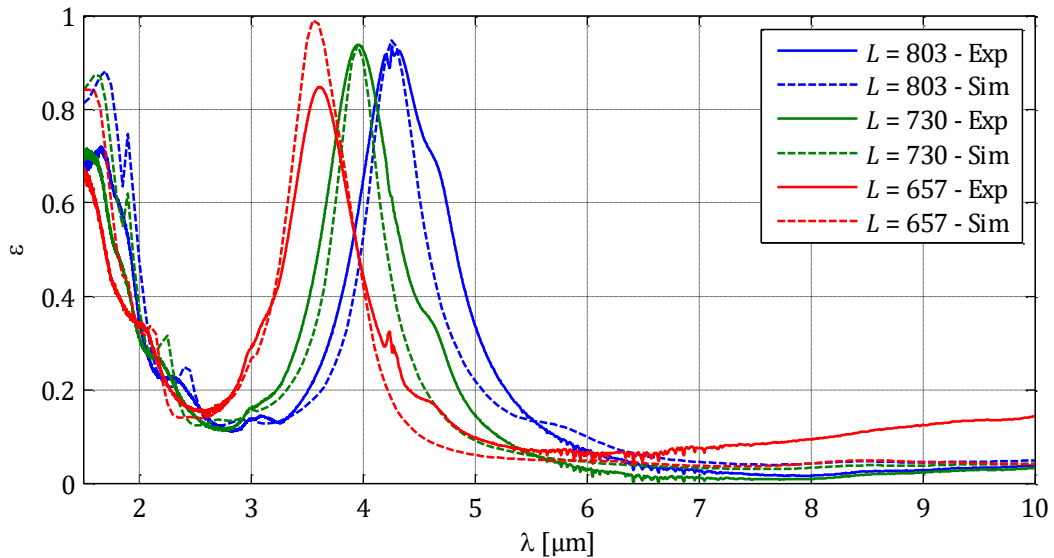


Figure II-27 : Comparaison des émissivités mesurées en réflexion à 13° pour différentes largeurs de patches L , et simulations correspondantes.

On observe comme sur la Figure II-13 un décalage vers le bleu à mesure que la taille des patches diminue, en accord avec l'équation [II.11]. La longueur d'onde de résonance est prédite avec précision par les simulations, et l'intensité de résonance correspond assez bien, sauf dans le cas de la largeur la plus faible. La présence de dioxyde de carbone dans l'expérience transparait sous la forme de perturbations sur les spectres à 4,26 μm . Ces perturbations, qui auraient dues être supprimées grâce à la mesure de référence, sont causées par les faibles variations de concentration de CO_2 d'une mesure à l'autre. Elles permettent toutefois de s'assurer que la résonance principale est positionnée de façon optimale.

b) Influence de la forme et du réseau

Plusieurs formes de MIMs ont été testées, à savoir des carrés, des ronds et des croix. Ces trois types de motifs ont été conçus afin de résonner à la même longueur d'onde en jouant sur leurs dimensions géométriques. La Figure II-28 compare les émissivités mesurées pour un réseau de carrés ($L = 730 \text{ nm}$, $P = 1,5 \mu\text{m}$), de ronds (diamètre $D = 830 \text{ nm}$, $P = 1,25 \mu\text{m}$) et de croix (largeur $W = 300 \text{ nm}$, longueur $L = 840 \text{ nm}$, $P = 1,17 \mu\text{m}$). On s'est aussi intéressé au rôle du réseau, en introduisant une composante aléatoire sur le positionnement des MIMs. Pour cela, on a considéré une super-maille de 10×10 résonateurs, dans laquelle la position locale en x et en y de chaque MIM est donnée par une variable aléatoire. Cette variable suit une loi uniforme bornée de sorte à ce que les différents patches ne soient pas à moins de 300 nm les uns des autres. L'émissivité de ce réseau pseudo-aléatoire est elle aussi tracée sur la Figure II-28.

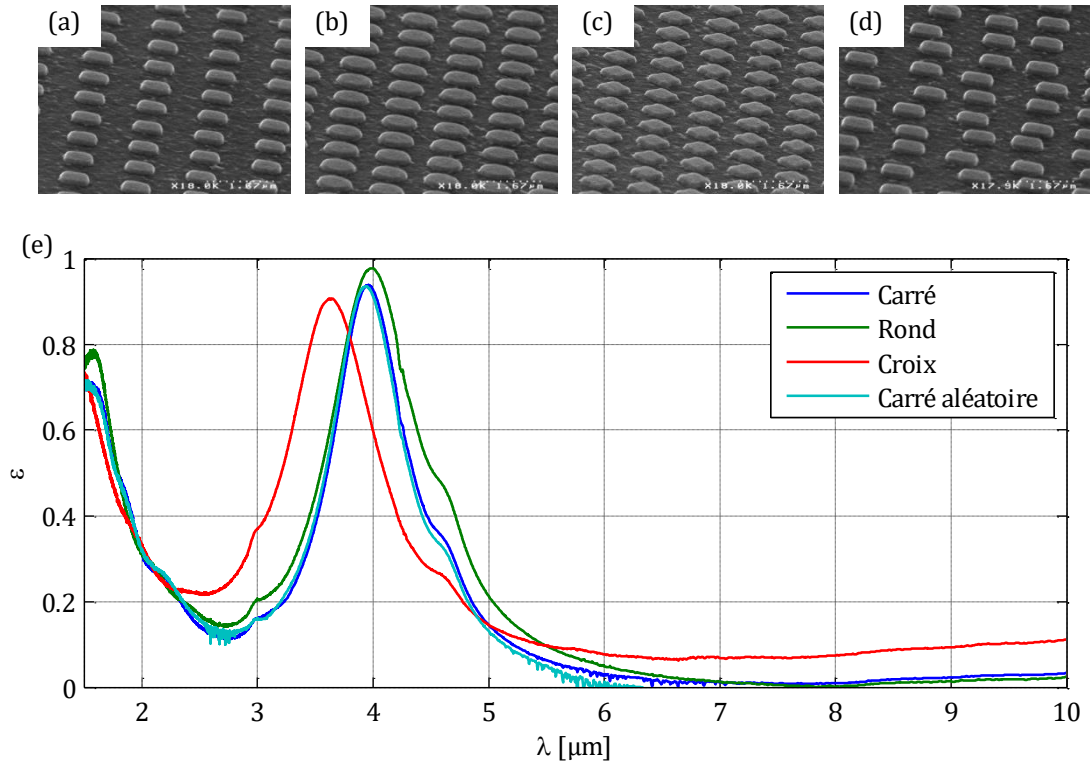


Figure II-28 : Images prises au microscope électronique à balayage (SEM, *Scanning Electron Microscope*) de quelques-unes des structures réalisées : (a) Réseau de carrés simples ; (b) Réseau de ronds ; (c) Réseau de croix ; (d) Réseau pseudo-aléatoire de carrés. (e) Comparaison des émissivités mesurées en réflexion à 13° pour ces différentes formes de patches et de réseau.

On note que les émissivités mesurées sont toutes très proches les unes des autres, à l'exception de celle correspondant au réseau de croix. Cependant, au vu de l'image MEB correspondante (Figure II-28 (c)) et en mesurant les motifs, il apparaît que les dimensions n'ont pas été respectées : la largeur des bras de 300 nm est trop faible pour graver ceux-ci correctement, et les croix ont été transformées en sortes de losanges de dimensions réduites. La forme ne joue donc aucun rôle particulier dans la résonance, ce qui était aussi prévu par les simulations (non représentées ici par souci de clarté).

L'émissivité du réseau pseudo-aléatoire est tout-à-fait calquée sur celle du réseau périodique. Chaque résonateur fonctionnant de façon individuelle, leur position précise importe peu, et n'impacte donc pas la courbe d'absorption générale. Cela laisse ainsi des portes ouvertes pour d'autres fonctionnalités.

En résumé, la structure MIM est très robuste, tant du point de vue de la forme que du réseau, ce qui s'avère être un point positif vis à vis des imprécisions de fabrications.

c) MIM bi-spectral

Dans le cadre de la réalisation d'un capteur de gaz NDIR, on utilise souvent une voie de référence dans laquelle le gaz n'absorbe pas pour s'affranchir des variations de flux de la source. La fenêtre la plus couramment utilisée comme référence est centrée autour de 3,95 μm . En tirant parti de l'importante section efficace des MIMs (voir Chapitre II.B.2.c)), une source bi-spectrale a été conçue. Elle est formée d'un réseau de période $P = 2,26 \mu\text{m}$ contenant 2 couples de résonateurs identiques disposés en diagonale, de largeur $L_1 = 814 \text{ nm}$ et $L_2 = 726 \text{ nm}$. Une simulation de la répartition du champ magnétique aux deux longueurs d'onde et une image MEB du dispositif sont données sur la Figure II-29, ainsi que la courbe de caractérisation de l'émissivité de ce double résonateur.

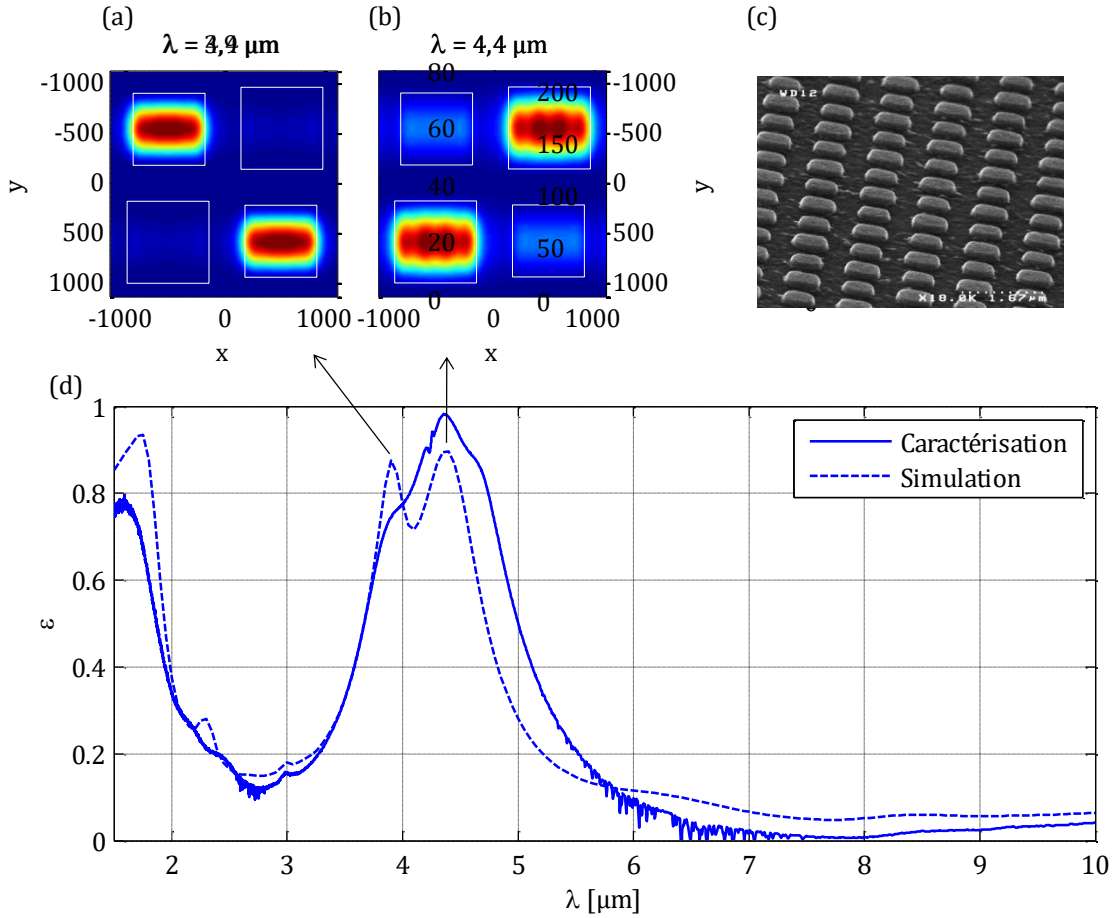


Figure II-29 : Simulation de la répartition du champ magnétique H_y pour un résonateur bi-spectral 2D à : (a) $\lambda = 3,9 \mu\text{m}$ et (b) $\lambda = 4,4 \mu\text{m}$; (c) Image MEB du réseau de MIM ; (d) Emissivité mesurée en réflexion à 13° comparée à la simulation.

En raison de la proximité des deux longueurs d'onde visées, et du faible facteur de qualité expérimental (indice du tungstène), les deux résonances se fondent l'une dans l'autre, et ne peuvent pas clairement être dissociées, même si l'on observe un élargissement spectral notable. Cependant, ce double MIM remplit son rôle, à savoir émettre du flux à la fois pour la voie active et pour la voie de référence.

d) MIM d'ordre 3

L'aspect angulaire des émissivités des structures dont il a été question dans les deux sous-parties précédentes n'a pas été présenté par souci de concision, mais il est semblable à celui de la Figure II-26, c'est-à-dire relativement isotrope. Pour observer un comportement angulaire différent, on a réalisé des résonateurs d'ordre 3, décrits théoriquement dans la section précédente. Dans ce cas-là, les plots possèdent une largeur $L = 2,25 \mu\text{m}$, et sont disposés sur une grille de pas $P = 2,6 \mu\text{m}$. Pour atteindre une intensité de résonance optimale, l'épaisseur d'isolant doit être plus importante que les 100 nm des structures précédentes. Ces résonateurs ont donc été sélectionnés sur un wafer différent sur lequel on a déposé $e_l = 210 \text{ nm}$ de nitrure de silicium. La Figure II-30 présente la relation de dispersion totale de ces dispositifs moyennée sur les deux polarisations, et la compare avec la simulation.

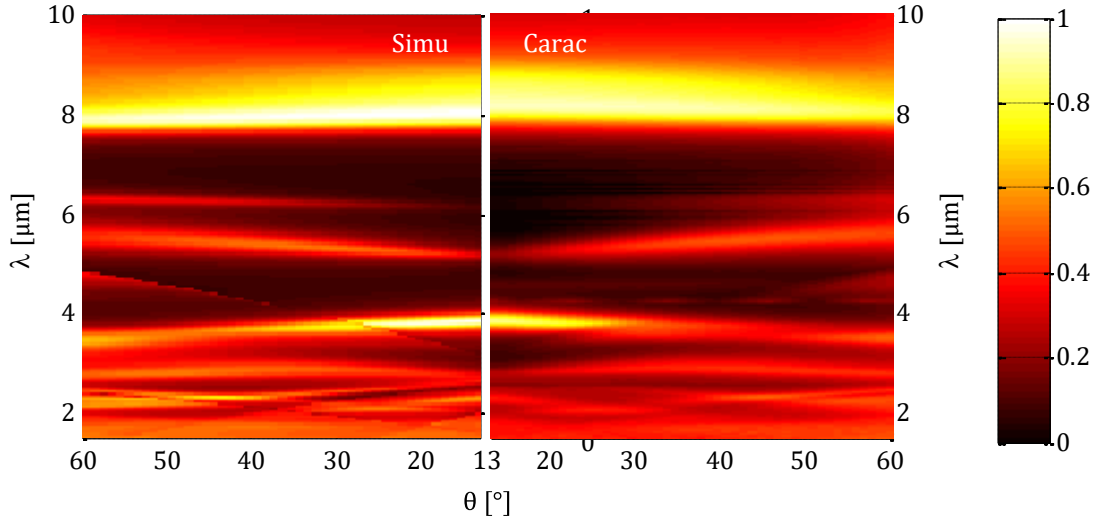


Figure II-30 : Relation de dispersion simulée (gauche) et mesurée en réflexion (droite) moyennée pour les deux polarisations TE et TM pour un MIM résonant à l'ordre 3.

Une fois de plus, les résultats sont en très bon accord avec la simulation, avec de nombreux éléments, sinon tous, très bien reproduits. On obtient donc bien une pseudo-directivité autour de 4 μm , mais la présence du mode fondamental à 8 μm diminue le gain de la structure de façon importante, réduisant de ce fait son intérêt.

e) MIM sélectif en angle

Pour clôturer cette partie sur les caractérisations optiques, on s'intéresse au MIM frustré angulairement, point d'orgue de cette étude. Ce design a été conçu afin d'atténuer le flux émis au-delà de 30°. Pour cela, des MIM de largeur $L = 855 \text{ nm}$ sont disposés avec un pas $P = 3 \mu\text{m}$, plus grand que précédemment de façon à provoquer l'irruption de la diffraction dans la plage de fréquence utile. De même que pour les résonateurs d'ordre 3, l'épaisseur de l'isolant est de $e_f = 210 \text{ nm}$. Ce dispositif a été testé à la fois en réflexion et en émission à 500°C, et les résultats des caractérisations sont donnés sur la Figure II-31.

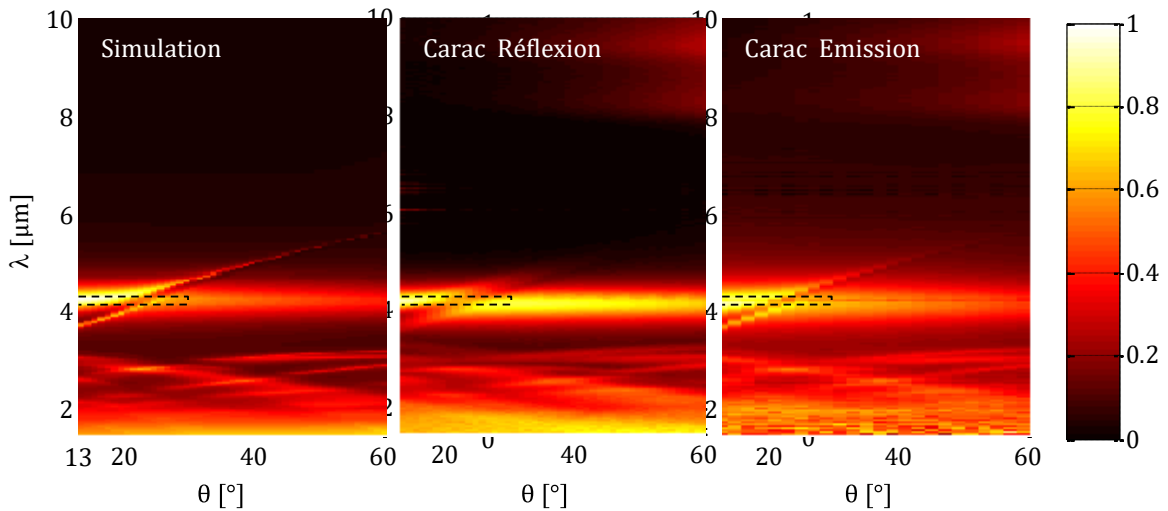


Figure II-31 : Relation de dispersion obtenue en simulation (gauche), mesurée en réflexion (centre) et en émission à 500°C (droite) pour un MIM frustré.

On observe une excellente concordance entre la simulation et les mesures en réflexion et en émission. On note toutefois que la diminution d'émissivité aux grands angles n'est quasiment pas marquée pour les mesures en réflexion, par opposition à la simulation ou à la mesure en émission. Ceci s'explique par

le fait que l'émissivité est reconstruite à partir de la réflectivité *spéculaire* mesurée, selon l'équation [II.22]. On ne tient donc pas compte de la réflexion à l'ordre -1, responsable de la baisse d'émissivité globale de la structure (Chapitre II.B.3).

Afin de démontrer la versatilité de ce nouveau type de résonateurs, on propose sur la Figure II-32 une comparaison des résultats obtenus avec des MIMs de tailles et de périodes différentes.

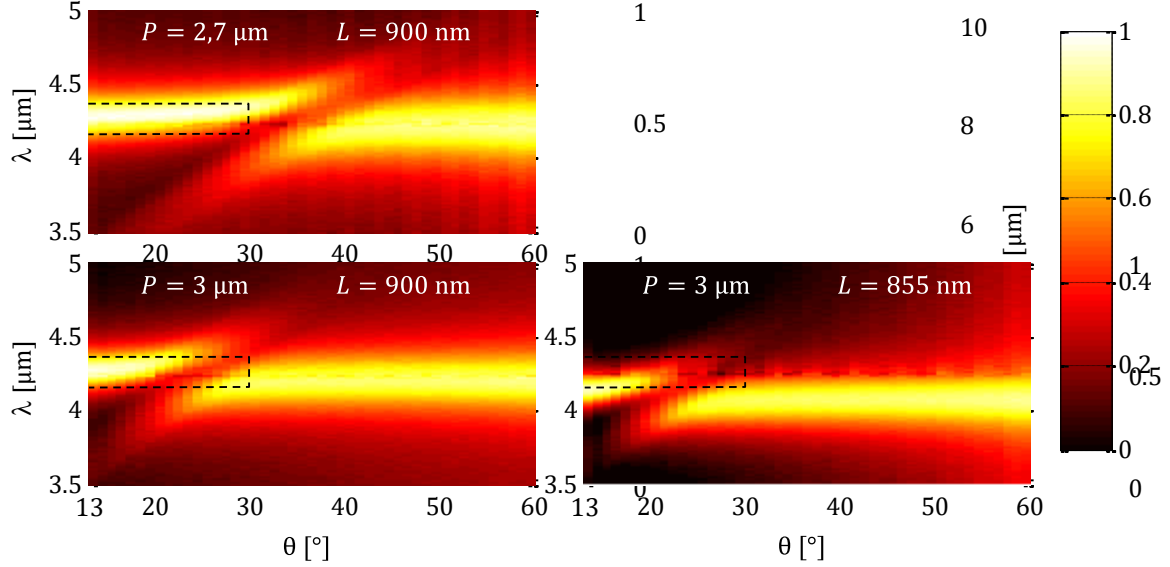


Figure II-32 : Influence de la période P du réseau sur la sélection angulaire, et de la largeur L du patch sur la longueur d'onde de résonance. Caractérisations en réflexion en polarisation TM.

Il apparait clairement que la période P du réseau permet de modifier l'angle critique à partir duquel l'émission est diminuée, alors que la largeur du patch L permet de modifier la longueur d'onde de résonance.

L'ensemble de ces caractérisations valide donc la réalisation de MIMs fonctionnels dans une fonderie CMOS. La concordance entre les résultats obtenus en réflexion, en émission et en simulation est de bon augure quant à l'utilisation de ces structures en tant que sources de rayonnement infrarouge. La résonance accordée autour de $4,26 \mu\text{m}$ permet de maximiser le flux utile pour la détection de CO_2 , et la suppression de flux hors de cette bande limite les pertes d'énergie. On a notamment la satisfaction d'être parvenu à démontrer la possibilité de contrôler angulairement l'émissivité, réduisant de ce fait encore plus les déperditions. Il ne reste donc plus qu'à intégrer ces structures directement sur les membranes afin d'élaborer un capteur de gaz hautes performances.

Conclusion

Dans ce chapitre, différentes structures optiques permettant de contrôler l'émissivité ont été passées en revue. Celles-ci peuvent grossièrement être classées en fonction de la résonance sur laquelle elles reposent, de support diélectrique ou métallique. Si les résonances diélectriques permettent d'atteindre des facteurs de qualité importants, les dispositifs sont souvent d'une taille comparable à la longueur d'onde, ce qui les rend trop volumineux pour être intégrés sur une membrane de 350 nm d'épaisseur. L'utilisation de résonances métalliques, nourrie par les apports de la plasmonique, permet de passer outre cet inconvénient. Il est ainsi possible de concevoir des structures extrêmement localisées, la contrepartie étant un contrôle moindre sur le facteur de qualité, qui reste relativement faible. On s'intéresse en particulier au résonateur horizontal MIM (Métal / Isolant / Métal), dont les performances sont les plus proches de celles souhaitées dans le cahier des charges établi précédemment.

Après avoir rappelé les principales caractéristiques de ces résonateurs, on montre que la sélectivité angulaire qui manque au MIM standard peut être astucieusement obtenue en jouant sur la période de la structure, de sorte à frustrer le couplage critique pour des angles éloignés de la normale. On dispose alors d'un moyen efficace de contrôler l'émissivité à la fois spectralement et angulairement. Grâce à cela, on évalue qu'il est possible de multiplier le nombre de photons utiles d'un facteur presque 5, sans pour autant augmenter la consommation de la source.

Finalement, une maquette de structures MIMs non suspendues a été réalisée dans la salle blanche du LETI, et a été testée à l'aide d'un FTIR en réflexion et en émission. Les résultats obtenus concordent avec les simulations, et mettent en avant la versatilité de ces structures, qui peuvent être contrôlées à souhait à la fois en longueur d'onde et en angle.

Cependant, avant d'intégrer ces structures directement sur les membranes, on se propose d'étudier ces dernières d'un point de vue thermique. En effet, l'efficacité globale de la membrane est fortement conditionnée par le bilan thermique, le rayonnement représentant moins d'un pourcent des pertes de chaleur de la membrane en l'état actuel. Le travail mené dans ce chapitre n'aurait donc que peu d'intérêt si l'on n'optimisait pas en même temps les différents flux de chaleur en parallèle du rayonnement.

Chapitre III.

Optimisation des flux thermiques

A.	Optimisation thermique globale de la membrane et des bras.....	70
1.	Présentation de la membrane LETI.....	70
2.	Modèle numérique permanent	72
3.	Optimisation des pistes	73
B.	Compromis rayon de la membrane / temps de chauffe.....	77
1.	Modèle semi-analytique dynamique.....	77
2.	Résultats de simulation obtenus	80
C.	Fabrication des sources	88
1.	Fabrication des membranes.....	88
2.	Encapsulation sous vide	90
D.	Caractérisations électro-optiques	93
1.	Mesures statistiques sur prober.....	93
2.	Calibration du vide obtenu par WLP.....	97
3.	Mesures optiques.....	99
4.	Mesures de flèche	101
5.	Mesures dans un prototype de capteur de CO ₂	103
	Conclusion	107

Jusqu'à présent, on s'est focalisé sur les caractéristiques optiques des membranes suspendues afin de maximiser leur efficacité radiative. Cependant, le rayonnement n'est pas la seule source de déperdition d'énergie de ces structures, et les pertes conductives et convectives influencent très fortement les performances finales des dispositifs. Dans ce chapitre, l'accent est mis sur l'aspect thermique du problème, à savoir comment maximiser le rayonnement vis à vis des autres flux de chaleur. La mise sous vide des membranes est l'étape la plus importante, et son implémentation via une technologie d'encapsulation unitaire des puces sera décrite dans le détail dans ce chapitre. Une fois les sources sous vide, le rayonnement n'est plus en compétition qu'avec la conduction à travers les bras vers le substrat. Deux pistes ont été étudiées pour ce problème de maximisation du rayonnement : le design des pistes chauffantes, et l'optimisation du rayon par rapport à la durée de chauffe. Ces deux axes seront développés dans les deux premières parties de ce chapitre, en mettant l'accent tant sur les résultats obtenus que sur les modèles numériques développés. Enfin, des membranes non structurées ont été fabriquées et caractérisées extensivement, les résultats obtenus étant présentés à la fin de ce chapitre. Les caractéristiques électriques, optiques et mécaniques des structures sont inspectées, et permettent d'envisager avec confiance la nouvelle génération de sources à venir.

A. Optimisation thermique globale de la membrane et des bras

L'émission infrarouge de la membrane est obtenue en chauffant celle-ci par effet Joule, en faisant circuler un courant à travers des pistes métalliques qui la parcourent. La disposition de ces pistes influence donc directement le profil spatial de température en fonctionnement. On aimerait donc trouver la géométrie optimale qui maximise le flux émis tout en colmatant les canaux de pertes pour réduire la consommation. Sur les membranes précédentes, ce travail a été réalisé pour des structures à l'air libre, avec un programme d'optimisation automatique qui n'est plus très adapté dans le cas présent^[96]. En se basant sur un modèle Comsol présenté par la suite, on propose ici une optimisation complète des paramètres influant sur les performances de la membrane sous vide, afin de concevoir la prochaine génération de sources.

1. Présentation de la membrane LETI

La membrane chauffante suspendue réalisée au LETI, brièvement présentée dans le premier chapitre de ce manuscrit, est fabriquée en salle blanche avec des procédés compatibles CMOS, en vue d'une industrialisation à moyen terme. Les étapes technologiques permettant sa fabrication sont explicitées dans une partie ultérieure (Chapitre III.C), et on se contente ici de donner une description de la membrane finie, pour guider le lecteur dans les paragraphes à suivre.

Comme écrit précédemment, la structure est composée d'un empilement de SiN (100 nm), TiN (10 nm) / Pt (30 nm) / TiN (10 nm), SiO₂ (100 nm) et SiN (100 nm). Le nitrure correspond au squelette de la membrane, et lui confère notamment ses propriétés mécaniques (rigidité). La couche d'oxyde ne remplit pas de rôle spécifique, mais est nécessaire pour des raisons de contaminations, inhérentes à l'aspect CMOS des dispositifs : le TiN ne peut pas rester à nu dans le bâti de dépôt de nitrure, et doit donc être encapsulé au préalable. Finalement, le tricouche métallique est la partie active de la membrane : il est structuré en un ensemble de pistes en série et en parallèle, qui couvrent la partie centrale du dispositif. Cette membrane circulaire est suspendue dans le vide par deux bras diamétralement opposés (quatre pour les nouvelles versions). Lorsqu'une tension est appliquée aux bornes des pistes via des contacts situés à l'extérieur de la structure, les filaments chauffent par effet Joule, et permettent ainsi d'augmenter la température de la membrane. La Figure III-1 présente une image prise au microscope électronique à balayage (MEB), ainsi qu'un modèle 3D de la membrane pour plus de clarté.

Etant donné que la conductivité thermique des métaux est supérieure à celle des isolants d'au moins un ordre de grandeur (voir Tableau III.1), une façon directe de réduire les variations de température à la surface de la membrane est d'utiliser des homogénéiseurs métalliques déconnectés des pistes conductrices sur le disque central. Ceux-ci sont obtenus durant l'étape de définition des pistes. Ils occupent la place disponible entre celles-ci, tout en respectant une distance de sécurité de $w_h = 1,2\mu\text{m}$ afin d'éviter tout court-circuit. La Figure III-1 permet d'illustrer cette particularité, les pistes réellement conductrices étant bleutées pour une meilleure visualisation.

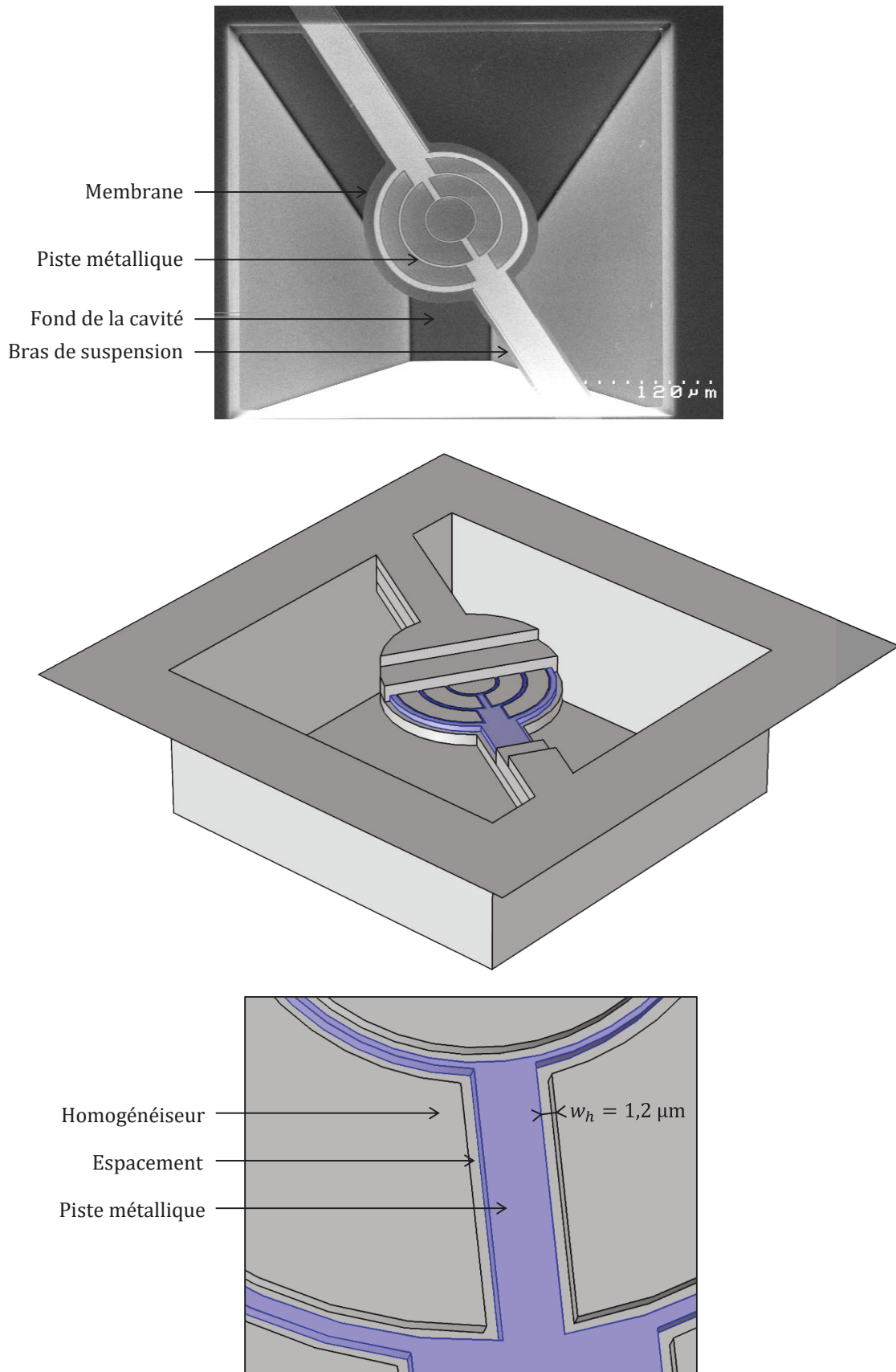


Figure III-1 : Illustration de la membrane réalisée au LETI. De haut en bas : Image MEB ; Modèle 3D avec une coupe des deux couches supérieures (la dimension verticale est grossie 100 fois par souci de clarté) ; Zoom sur les pistes chauffantes et les homogénéiseurs de température. Les zones bleutées correspondent aux pistes métalliques sous tension.

2. Modèle numérique permanent

Le comportement thermo-électrique de cette membrane a été modélisé par éléments finis (FEM, *Finite Element Model*) sous Comsol par Alain Glière (ingénieur de recherche au LETI). Bien qu'il soit possible de réaliser un modèle complet du dispositif, quelques simplifications permettent de réduire sensiblement le temps de calcul, sans dégrader la pertinence des résultats obtenus :

- Tout d'abord, l'objet peut n'être simulé que partiellement en prenant en compte les conditions de symétrie. Au vu de la géométrie du problème (Figure III-1), on peut réduire le domaine de simulation au quart de la membrane, sans affecter la physique sous-jacente.
- Etant donné que l'épaisseur e de la membrane (350 nm) est très inférieure à son rayon R (75 μm), on néglige les variations verticales, afin de se ramener à un problème bidimensionnel. On considère dans ce cas un matériau équivalent dont les propriétés physiques sont la moyenne de celles des couches qu'il remplace, pondérées par leurs épaisseurs respectives. Le Tableau III.1 fournit les valeurs utilisées.
- Pour finir, on néglige aussi l'espace entre les pistes métalliques et les zones d'homogénéisation, celui-ci représentant moins de 10 % de la surface totale. Cela permet entre autres d'éviter de mailler ces zones très étroites, et d'augmenter de cette façon la rapidité de la simulation. Le temps caractéristique de la diffusion t_d à travers une longueur L de membrane est donné par :

$$\alpha t_d = L^2 \quad [\text{m}^2] \quad [\text{III.1}]$$

avec $\alpha = k/(\rho C_p)$ la diffusivité thermique en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour une longueur $L = 1,2 \mu\text{m}$, le temps caractéristique est de l'ordre de la microseconde, soit au moins trois ordres de grandeurs plus rapide que les échelles de temps qui nous intéressent. Ce même calcul permet aussi de justifier l'hypothèse 2D précédente.

Tableau III.1 : Récapitulatif des propriétés physiques d'intérêt des matériaux utilisés dans la membrane

Matériaux de la membrane	Epaisseur e [nm]	Masse volumique ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	Chaleur spécifique C_p [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	Conductivité thermique k [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]
SiN	200	3 100 ^[97]	700 ^[97]	2,6 ^[98]
SiO ₂	100	2 200 ^[97]	1 000 ^[97]	1,2 ^[98]
TiN	20	5 400 ^[99]	545 ^[99]	19,2 ^[99]
Pt	30	21 450 ^[100]	131 ^[100]	58 ^[98]
Total / Moyenne pondérée	350	4 547	728	7,9

La Figure III-2 illustre la géométrie considérée dans le programme, ainsi que les notations utilisées. Les principaux résultats obtenus par la suite ont par ailleurs été confirmés sur un modèle 3D complet. Ces simulations correspondent à une version avancée des membranes, pour lesquelles on utilise quatre bras de suspensions au lieu de deux, afin d'augmenter la rigidité des structures. Ceci sera justifié notamment dans le Chapitre III.D.4.

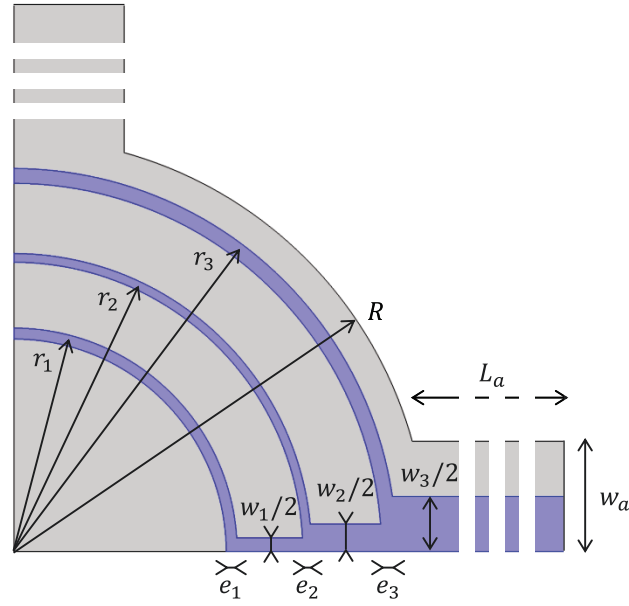


Figure III-2 : Illustration du modèle Comsol 2D (à quatre bras) utilisé pour simuler la membrane. Les bras ne sont pas représentés à l'échelle pour une meilleure visualisation.

La membrane est sous vide, et les seuls flux de chaleur existants sont la conduction dans la membrane et le rayonnement. Pour ces travaux préliminaires, on considère la structure comme un corps gris d'émissivité $\varepsilon = 0,2$ pour chaque face. On impose une condition aux limites de Dirichlet $T = T_{\text{sub}}$ au bout des bras de longueur $L_a = 125 \mu\text{m}$ et de largeur $w_a = 40 \mu\text{m}$, au niveau de la jonction avec le wafer considéré comme un thermostat. Le modèle simule l'échauffement obtenu par effet Joule en appliquant une tension aux bornes des pistes, et permet de visualiser le profil de température résultant en fonction des différents paramètres des pistes illustrés sur la Figure III-2. Ce modèle est utilisé en régime permanent de façon à réduire le temps de calcul.

3. Optimisation des pistes

Bien qu'il existe des méthodes analytiques permettant de concevoir les pistes métalliques afin d'obtenir une homogénéité de température idéale^[101–104], un modèle de simulation numérique permet d'obtenir des résultats plus fiables, et adaptés à n'importe quelle géométrie de membrane. On se pose ici la question de savoir comment concevoir les trois pistes métalliques chauffantes, c'est à dire leur largeur e_i , leur rayon r_i et leur largeur d'amenée w_i , si l'on souhaite :

1. Maximiser la température moyenne T_{moy} , ou
2. Maximiser l'efficacité η , c'est-à-dire le ratio entre le flux optique émis vers le haut et la consommation électrique.

Afin de répondre à cette problématique, on procède ici à une optimisation de la géométrie par un algorithme de « Covariance Matrix Adaptation Evolution Strategy » (CMA-ES)^[105], en jouant sur $p = 10$ paramètres accessibles de la structure (les 3x3 paramètres géométriques des pistes et la tension d'alimentation U). Cet algorithme évolutionnaire, de la même famille que les algorithmes génétiques, imite la sélection naturelle en cherchant à créer des structures de plus en plus performantes génération après génération. Son fonctionnement global peut être approximé de la façon suivante :

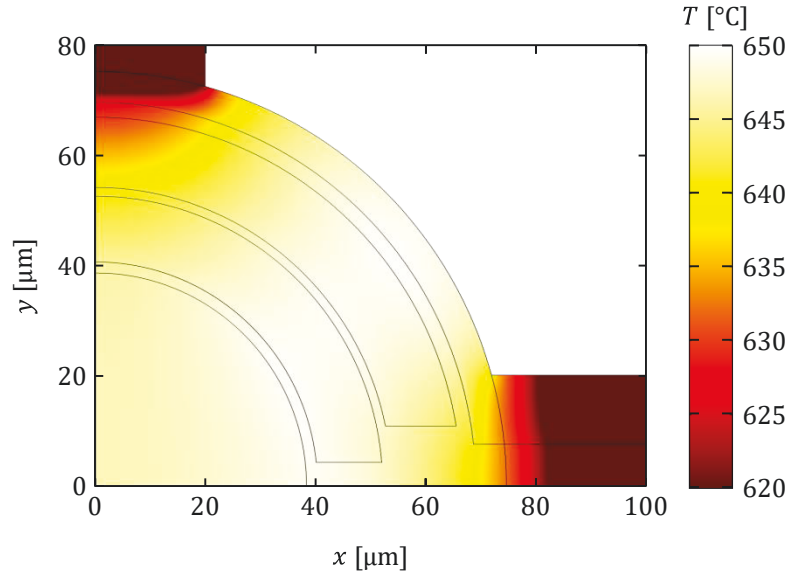
1. On crée une population de λ individus dont les p paramètres sont générés par une loi normale multidimensionnelle de moyenne $m_{1\dots p}$ avec une matrice de covariance Σ .
2. On sélectionne les $\mu < \lambda$ meilleurs individus vis-à-vis de l'objectif fixé.
3. On met à jour la moyenne $m_{1\dots p}$ et la matrice de covariance Σ à partir de ces μ individus.
4. Si l'algorithme a convergé, on estime que l'on a trouvé l'optimum, sinon on retourne en 1.

La particularité de cette méthode consiste à adapter la matrice de covariance des individus génération après génération, ce qui permet d'orienter le tirage vers un extremum global de la fonction. Ceci est particulièrement adapté pour traiter efficacement les problèmes non linéaires. Outre les considérations géométriques évidentes (pas de recouvrement entre les pistes par exemple), la contrainte la plus forte concerne la température maximale qui ne doit pas dépasser 650°C pour les raisons de durabilité évoquées précédemment. Cette optimisation est le fruit d'un travail en collaboration avec Cédric Durantin, doctorant au LETI en méthodes d'optimisation numérique.

a) Maximisation de la température moyenne

Maximiser la température moyenne permet d'augmenter le flux émis, et par conséquent le signal pour le capteur. L'optimisation des différents paramètres avec cet objectif mène à une géométrie dont la distribution de température est illustrée sur la Figure III-3.

Paramètres	r_1 [μm]	r_2 [μm]	r_3 [μm]	e_1 [μm]	e_2 [μm]	e_3 [μm]	w_1 [μm]	w_2 [μm]	w_3 [μm]	U [V]
Géométrie optimisée (T_{moy})	38,5	52,4	66,7	2,0	1,6	2,7	8,4	21,6	15	0,68



Grandeurs	T_{moy} [°C]	η [%]	P_{cond} [mW]	$P_{\text{rad bras}}$ [mW]	$P_{\text{rad centre}}$ [mW]	P_{tot} [mW]	R [Ω]
Géométrie optimisée (T_{moy})	645	9,1	1,33	0,11	0,32	1,76	263

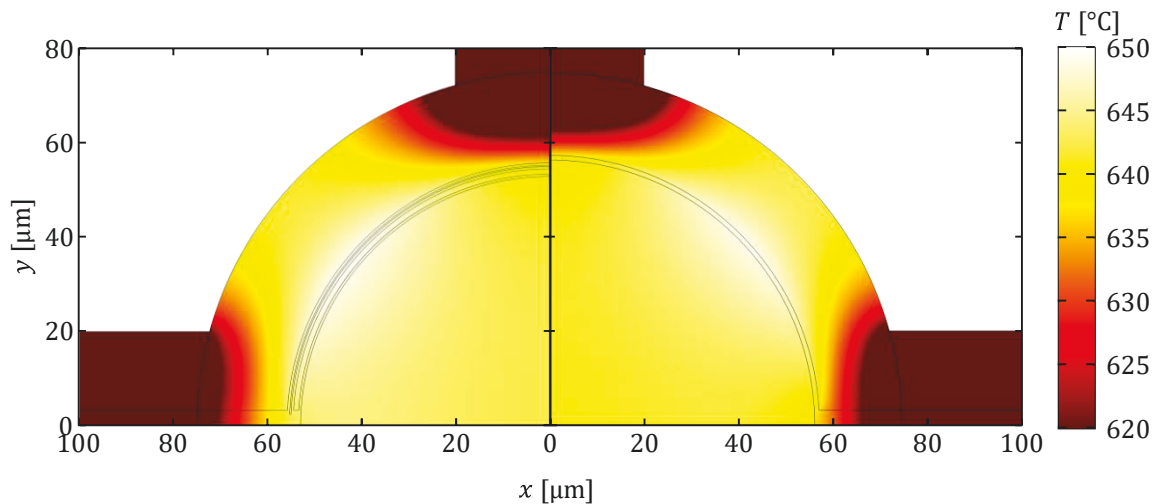
Figure III-3 : Profil de température obtenu suite à l'optimisation pour maximiser la température moyenne de la membrane. Les valeurs des différents paramètres géométriques optimisés sont regroupées dans le tableau au-dessus, et les grandeurs physiques qui en découlent en dessous.

Sur le profil de température obtenu après convergence de l'optimisation, les trois pistes sont régulièrement espacées, et permettent d'obtenir une très bonne homogénéité de température, avec un écart type de quelques degrés autour de la température moyenne $T_{\text{moy}} = 645^\circ\text{C}$. L'efficacité est calculée comme $\eta = P_{\text{rad centre}}/2P_{\text{tot}}$, le facteur 2 venant du fait que l'on ne considère que le flux émis vers le haut par la membrane. Les valeurs obtenues pour les flux de rayonnement et de conduction sont relativement proches de ceux obtenus analytiquement dans le Chapitre I.D.2.b), pour une émissivité de 0,2. La valeur plus élevée du flux conductif est attribuée à la présence des deux bras supplémentaires dans ce modèle.

b) Maximisation de l'efficacité

Il est aussi possible de chercher à maximiser directement l'efficacité, c'est-à-dire le ratio entre le flux radiatif et le flux conductif. De cette façon, on relâche légèrement la contrainte du flux maximal afin de réduire la consommation totale de la membrane. L'optimisation des différents paramètres avec cet objectif mène à une géométrie dont la distribution de température est illustrée sur la gauche de la Figure III-4.

Paramètres	r_1 [μm]	r_2 [μm]	r_3 [μm]	e_1 [μm]	e_2 [μm]	e_3 [μm]	w_1 [μm]	w_2 [μm]	w_3 [μm]	U [V]
Géométrie optimisée (η : 3 pistes)	52,9	54,5	55,3	0,5	0,5	0,5	6,7	5	6,6	1,07
Géométrie optimisée (η : 1 piste)	56,4			1			6,2			1,22
Géométrie optimisée (T_{moy})	38,5	52,4	66,7	2,0	1,6	2,7	8,4	21,6	15	0,68



Grandeurs	T_{moy} [°C]	η [%]	P_{cond} [mW]	$P_{\text{rad bras}}$ [mW]	$P_{\text{rad centre}}$ [mW]	P_{tot} [mW]	R [Ω]
Géométrie optimisée (η : 3 pistes)	638	11,5	0,92	0,092	0,31	1,32	871
Géométrie optimisée (η : 1 piste)	637	12,1	0,86	0,088	0,30	1,25	1190
Géométrie optimisée (T_{moy})	645	9,1	1,33	0,11	0,32	1,76	263

Figure III-4 : Profil de température obtenu suite à l'optimisation pour maximiser l'efficacité de la membrane avec 3 pistes (gauche) et avec une seule piste (droite). Les valeurs des différents paramètres géométriques optimisés sont regroupées dans le tableau au-dessus, et les grandeurs physiques qui en découlent en dessous. On rappelle aussi à titre de comparaison les valeurs obtenues pour l'optimisation de la température moyenne.

La température maximale de la membrane étant fixée, l'augmentation de l'efficacité passe fatalement par une réduction des pertes conductives. Etant donné la forte conductivité thermique des métaux composant les pistes (voir Tableau III.1), on a tout intérêt à réduire la largeur de l'amenée de courant principale w_3 . Toutefois, si l'on souhaite chauffer principalement la partie centrale et non pas les bras, la résistance électrique doit être plus importante au centre, et les largeurs des pistes centrales e_i doivent

donc diminuer de concert. De fait, les largeurs e_i obtenues correspondent à la borne inférieure autorisée pour ces paramètres. D'autre part, les rayons r_i doivent être choisis de sorte à chauffer la membrane de façon homogène pour augmenter le flux, en négligeant toutefois la périphérie qui contribue le plus aux pertes conductives.

Ces quelques considérations thermiques expliquent parfaitement pourquoi l'optimisation de l'efficacité tend vers une conception où les trois pistes sont très étroites et groupées au milieu de la membrane. Suite à ces résultats, on relance une optimisation en ne considérant qu'une seule piste, dont les résultats sont donnés sur la Figure III-4 à droite, et qui permettent d'obtenir des valeurs semblables à l'optimisation à 3 pistes, pour une complexité moindre. En comparant ces résultats à ceux obtenus pour l'optimisation de la température moyenne, on constate que le flux radiatif est légèrement diminué (d'environ 10 %) alors que le flux conductif est réduit d'un tiers, permettant une augmentation substantielle de l'efficacité, de 9 % à 12 %.

Des tests de robustesse ont été menés sur ces deux optimums, en considérant une sous- ou une surgravure des pistes métalliques pendant l'étape de photolithographie. Une variation de $\pm 10\%$ de la largeur de toutes les pistes métalliques ne modifie guère les performances obtenues, les points de fonctionnement pouvant être retrouvés en modifiant légèrement la tension d'alimentation. Par conséquent, l'efficacité reste très proche de sa valeur optimale, avec des variations inférieures à 0,2 %. On note que ces géométries de pistes peuvent être utilisées sur des membranes suspendues par seulement deux bras, comme celles dont il est question dans la suite de ce chapitre. Dans ce cas, les performances sont identiques, voire améliorées puisque l'on supprime un canal de pertes, à une adaptation de tension d'alimentation près.

En conclusion, l'utilisation d'un modèle Comsol thermo-électrique de la membrane a permis de simuler l'influence de la géométrie des pistes métalliques sur le profil de température obtenu. On peut de cette façon avoir une idée de la température moyenne, des différentes pertes thermiques et de l'efficacité de la membrane. Grâce à un algorithme d'optimisation évolutionnaire, on a pu trouver des designs permettant de maximiser soit la température moyenne, soit l'efficacité, et comprendre les mécanismes régissant ces grandeurs. Ces optimisations ont été menées pour des membranes de diamètre 150 μm , comme présenté ci-dessus, et pour des membranes de diamètre 250 μm . Les paramètres obtenus ont été implémentés sur un masque de lithographie, afin de fabriquer les sources de nouvelle génération.

B. Compromis rayon de la membrane / temps de chauffe

Pour une membrane sous vide, les deux seules sources de pertes sont le flux de conduction à travers les bras vers le substrat ϕ_{cond} , et le rayonnement ϕ_{rad} , dont les expressions générales, données dans les équations [I.15] et [I.16], sont rappelées ci-dessous :

$$\phi_{\text{cond}} = k_b \frac{S_b}{L} \Delta T \quad [\text{I.15}]$$

$$\phi_{\text{rad}} = \varepsilon S \sigma (T^4 - T_0^4) \quad [\text{I.16}]$$

Ici, la surface S_b intervenant dans l'expression du flux conductif correspond à la section des bras, qui augmente proportionnellement avec le rayon de la membrane R . Pour le rayonnement toutefois, S correspond à la surface de la membrane, qui augmente avec le carré de ce rayon. Il apparaît donc naturellement que le ratio entre l'énergie rayonnée et l'énergie conduite est proportionnel au rayon : on a donc tout intérêt à travailler avec les plus grosses membranes possibles pour maximiser l'efficacité.

Si ces considérations sont tout à fait légitimes en régime permanent, les choses sont plus complexes lorsque l'on dispose d'une quantité d'énergie finie E pour chauffer la membrane. Dans ce cas, plus la membrane est grande, moins elle peut être chauffée longtemps. La question du compromis à trouver se pose alors, afin d'émettre un maximum de lumière à la longueur d'onde d'intérêt, dans la gamme $[4,16 \mu\text{m} ; 4,36 \mu\text{m}]$.

Après avoir présenté le modèle thermique simplifié, implémenté sous Matlab pour simuler le comportement dynamique de la chauffe de la membrane, les principaux résultats obtenus seront exposés, en mettant notamment l'accent sur l'influence de l'émissivité.

1. Modèle semi-analytique dynamique

On souhaite dans cette partie modéliser le comportement dynamique d'une membrane chauffante suspendue. Une fois de plus, on se base sur la source développée au LETI, illustrée sur la Figure III-5 a) et décrite dans la partie précédente. L'étude dynamique de telles membranes est possible avec le modèle Comsol mis en œuvre plus tôt, mais requiert une puissance et un temps de calcul conséquent, peu adaptés à l'étude exhaustive que l'on souhaite mener ici. C'est pourquoi un modèle simplifié de la membrane a été utilisé, basé sur les deux hypothèses précédentes (géométrie 2D et pistes métalliques en contact avec les zones d'homogénéisation) auxquelles on rajoute une troisième : l'aspect axisymétrique du problème. Pour mettre en œuvre cette approximation, on homogénéise les bras autour du disque central, en considérant une conductivité thermique effective k'_a calculée à partir de leur conductivité réelle k_a et de la fraction relative de leur largeur w_a par rapport au périmètre du disque central :

$$k'_a = k_a \frac{2w_a}{2\pi R} \quad [\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}] \quad [\text{III.2}]$$

Le modèle unidimensionnel radial obtenu est schématisé sur la Figure III-5 b).

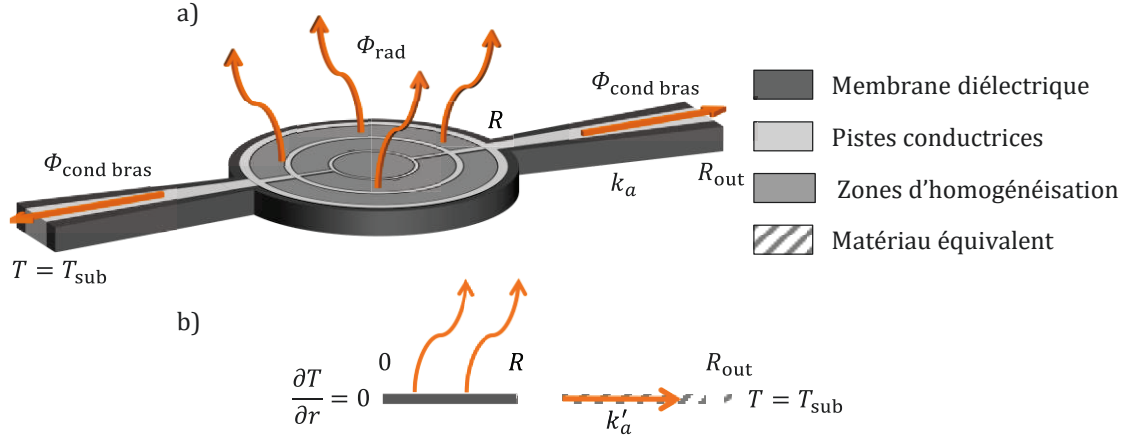


Figure III-5 : a) Schéma de la membrane étudiée ; b) Modèle 1D radial simplifié

Par ailleurs, en raison de la faible surface des bras et de la température moindre à laquelle ils sont chauffés, il est raisonnable de négliger leur contribution au rayonnement, et de ne considérer ceux-ci que comme une résistance thermique de fuite Z_a , définie par unité de surface comme :

$$Z_a = \frac{L_a}{k'_a} = \frac{L_a}{k_a \frac{2w_a}{2\pi R}} \quad [\text{K} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2] \quad [\text{III.3}]$$

Dans la suite, on considère cette résistance constante quel que soit le rayon R de la membrane. Cela revient par exemple à modifier la largeur w_a des bras au même rythme que le rayon, tout en gardant leur longueur L_a inchangée. Ceci permet notamment de préserver la résistance mécanique de la structure, et de se concentrer sur les phénomènes thermiques de la membrane elle-même.

Les bases de ce modèle, implémenté sous Matlab, ont été jetées par Giovanni Brucoli, post-doctorant au LCF, et ont été complétées pour l'étude à suivre. Il résout l'équation de la chaleur en coordonnées cylindriques afin de déterminer le profil de température T (en K) en fonction du temps t (en s) et du rayon r (en m) :

$$\rho C_p \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = k \left[\frac{\partial^2 T(r, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right] - \frac{1}{e} \left\{ \varphi_{\text{radtop}}[T(r, t)] + \varphi_{\text{radbot}}[T(r, t)] \right\} + dP(r, t) \quad [\text{III.4}]$$

où

$$\varphi_{\text{radtop/bot}}[T(r, t)] = \pi \int_0^\infty \varepsilon_{\text{top/bot}}(\lambda) \{L^\circ[\lambda, T(r, t)] - L^\circ(\lambda, T_{\text{sub}})\} d\lambda \quad [\text{III.5}]$$

avec

- ρ la masse volumique en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$,
- C_p la capacité thermique volumique en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$,
- k la conductivité thermique en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$,
- e l'épaisseur de la membrane en m,
- $\varphi_{\text{radtop/bot}}$ le flux rayonné par la face supérieure / inférieure en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$,
- $\varepsilon_{\text{top/bot}}$ l'émissivité de la face supérieure / inférieure sans unité,
- L° la luminance énergétique spectrale du corps noir en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1}$ (équation [I.7]),
- $dP(r, t)$ est un terme source (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$), utilisé pour simuler le chauffage par effet Joule.

Il est possible de définir un terme source qui approche celui créé par une distribution réelle de pistes chauffantes, par exemple une de celles optimisées dans le Chapitre III.A.3. Toutefois, par souci de généralité, on préfère ici considérer un chauffage homogène et constant sur tout le disque.

Initialement, la membrane est à la température du substrat T_{sub} , et les conditions aux limites du modèle sont données par :

$$-k \frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = 0 \quad [\text{III.6}]$$

$$-k \frac{\partial T(R, t)}{\partial r} = \frac{1}{Z_a e} [T(R, t) - T_{\text{sub}}] \quad [\text{III.7}]$$

L'équation [III.6] découle de l'axisymétrie du problème. L'équation [III.7] est une condition de Robin qui prend en compte la résistance thermique des bras, en contact avec un thermostat de température T_{sub} en leur point d'ancrage dans le substrat en R_{out} .

A partir du profil spatio-temporel de température obtenu, on peut calculer l'efficacité de la source η comme le rapport entre l'énergie E_{radtop} rayonnée par la surface supérieure et l'énergie totale E_0 consommée par la membrane :

$$\eta = \frac{E_{\text{radtop}}}{E_{\text{radbot}} + E_{\text{radtop}} + E_{\text{cond}}} \quad [\text{III.8}]$$

avec

$$E_{\text{cond}} = \int_0^{t_f} \frac{(T(R, t) - T_{\text{sub}})}{Z_a} 2w_a e \, dt \quad [\text{III.9}]$$

et

$$E_{\text{radtop/bot}} = \pi \int_0^\infty \int_0^R \int_0^\infty \varepsilon_{\text{top/bot}}(\lambda) \{L^\circ[\lambda, T(r, t)] - L^\circ[\lambda, T_{\text{sub}}]\} \, d\lambda r dr dt \quad [\text{III.10}]$$

On définit aussi une efficacité spectrale η_λ de façon semblable à l'équation [III.8], en n'intégrant que sur le domaine spectral d'intérêt ($\Delta\lambda = [4,16\mu\text{m}; 4,36\mu\text{m}]$) pour le calcul de l'énergie utile de l'équation [III.10].

Dans ce modèle, la dépendance angulaire de l'émissivité, qui ne joue aucun rôle du point de vue thermique, est laissée de côté. On travaille avec des émissivités spectrales intégrées, calculées de manière analogue à l'équation [I.20] :

$$\varepsilon(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} \varepsilon(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \quad [\text{III.11}]$$

Afin de comprendre l'influence du rayon de la membrane R , du temps de chauffe t_c , et de l'énergie disponible E sur l'efficacité spectrale η_λ , le modèle est utilisé itérativement. On commence par fixer deux paramètres d'entrée parmi les trois, en général le rayon et l'énergie. On cherche ensuite à déterminer le troisième (le temps de chauffe ici) de façon à vérifier la contrainte de température

maximale T_f . Pour cela, on intuite une première valeur de temps de chauffe t_c , qui permet de définir la densité de puissance injectée dP qui intervient dans l'équation [III.4] :

$$dP = \frac{E}{\pi R^2 e t_c} \quad [\text{W.m}^{-3}] \quad [\text{III.12}]$$

On lance la simulation avec ces paramètres, et on note la température maximale T_{\max} atteinte. En fonction de la différence $(T_{\max} - T_f)$, on corrige le temps de chauffe précédent, ce qui modifie la densité de puissance via l'équation [III.12]. On répète cette opération jusqu'à un critère de convergence donné : $|T_{\max} - T_f| < \xi$, avec typiquement $\xi = 1^\circ\text{C}$. En choisissant intelligemment la première valeur et le facteur de correction du paramètre recherché, la plupart des designs convergent en moins de 5 itérations. Une fois ce paramètre trouvé, les différents flux et efficacités peuvent être calculés avec les équations [III.8] à [III.11]. Cette opération est ensuite répétée pour un autre rayon avec la même énergie disponible, ce qui permet de construire une fonction $t_c(R)$ avec les efficacités associées.

2. Résultats de simulation obtenus

En utilisant le modèle explicité dans la section précédente, on s'intéresse aux efficacités obtenues avec des membranes de différentes tailles, pour une énergie disponible $E = 5 \text{ mJ}$. Cette valeur découle de contraintes applicatives, détaillées précédemment dans le Chapitre I.A.3. On souhaite aussi comprendre le rôle de l'émissivité sur les performances, et on s'intéressera à quatre cas différents, illustrés sur la Figure III-6 :

- L'émissivité de la membrane nue, sans structuration,
- L'émissivité d'un corps noir, unitaire à toutes les longueurs d'onde,
- L'émissivité obtenue en structurant la membrane avec des MIMs, avec une intégration complète comme illustré sur la Figure II-22 (b),
- L'émissivité optimale, unitaire dans la gamme $[4,16 \mu\text{m} ; 4,36 \mu\text{m}]$ et nulle ailleurs.

Les relations de dispersion angulaires complètes sont illustrées sur la Figure II-17 pour le MIM, et sur la Figure I-16 pour les trois autres.

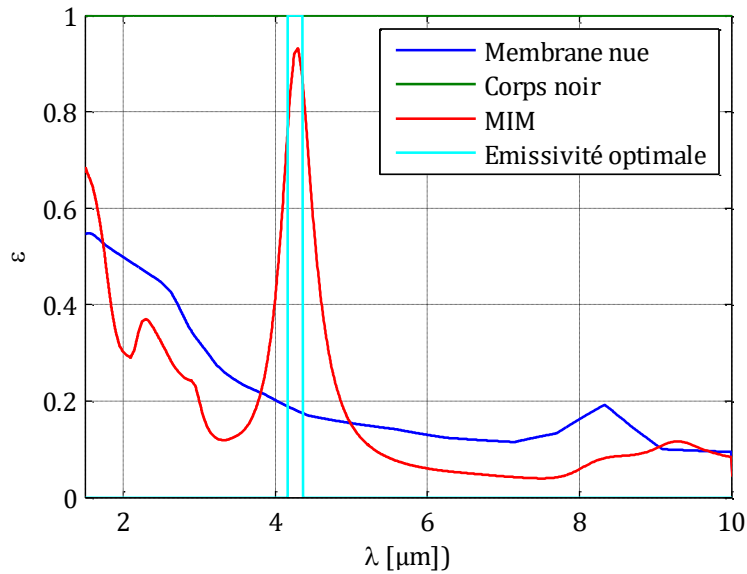


Figure III-6 : Emissivités considérées pour l'étude dynamique : membrane nue, corps noir, résonateurs MIMs, et émissivité optimale.

La membrane de base simulée possède deux bras de longueur $L_a = 125 \mu\text{m}$ et de largeur $w_a = 40 \mu\text{m}$, dont $30 \mu\text{m}$ sont occupés par la piste métallique. En considérant les données du Tableau III.1, et en pondérant soigneusement les matériaux par rapport à leur épaisseur et à leur largeur, on en déduit une conductivité thermique effective $k_a = 6,38 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et une résistance thermique $Z_a = 115 \cdot 10^{-6} \text{ K} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2$ (équation [III.3]). Les autres paramètres nécessaires à la simulation sont tous disponibles dans le Tableau III.1.

a) Membrane nue

On commence par s'intéresser aux résultats obtenus avec la membrane nue, existante avant le début de cette thèse. La Figure III-7 illustre la solution $t_c(R)$ obtenue par simulation, l'efficacité spectrale associée étant représentée par la couleur des points. La Figure III-8 représente l'évolution temporelle de la température au centre de la membrane pour la plus petite et la plus grande membrane simulée sur la Figure III-7, ainsi que pour la membrane optimale du point de vue de l'efficacité. Les grandeurs associées sont données dans le tableau en dessous.

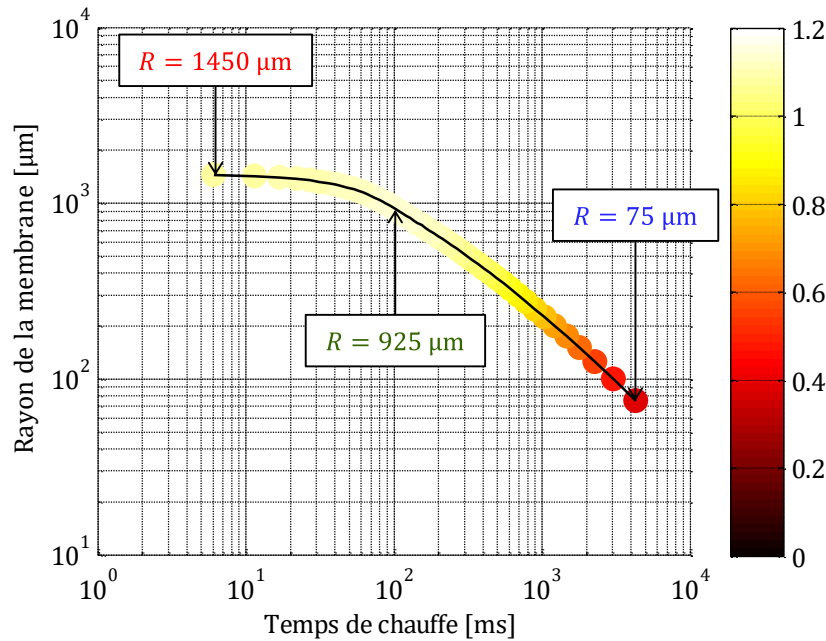
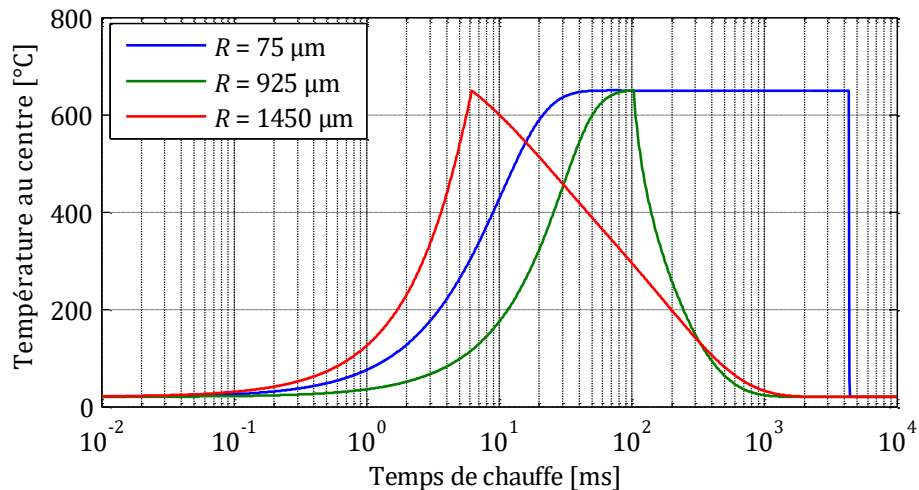


Figure III-7 : Solution $t_c(R)$ obtenue pour la membrane nue, pour une énergie disponible $E = 5 \text{ mJ}$ et une température maximale $T_f = 650^\circ\text{C}$. Les points de couleur indiquent l'efficacité spectrale η_λ associée, dont le maximum est atteint pour $R = 925 \mu\text{m}$ et $t_c = 102 \text{ ms}$. Les valeurs précises d'efficacité sont données dans le tableau ci-dessous.



R [μm]	t_c [ms]	P [mW]	$\eta_{2 \text{ côtés}}$ [%]	η [%]	η_λ [%]
75	4320	1,2	25	12,5	0,4
925	102	49	67	33,5	1,1
1450	6,1	821	62	31	1,0

Figure III-8 : Evolution temporelle de la température au centre de la membrane pour des membranes de trois rayons différents alimentées par une énergie $E = 5 \text{ mJ}$.

La tendance générale observée est conforme à ce qui est attendu : du fait de la quantité d'énergie imposée, plus le rayon de la membrane est important, plus le temps de chauffe associé est réduit. L'efficacité spectrale atteint sa valeur maximale pour un compromis entre le temps de chauffe et le rayon ($t_c = 102 \text{ ms}$ et $R = 925 \mu\text{m}$, Figure III-8 courbe verte). On peut distinguer différents régimes sur cette figure :

- Pour des temps de chauffe courts ($t_c < 100 \text{ ms}$), la courbe de la Figure III-7 approche une asymptote horizontale définie par $R_{\text{max}} = 1500 \mu\text{m}$. Cette limite supérieure correspond au volume maximal $V_{\text{max}} = \pi R_{\text{max}}^2 e$ (avec e l'épaisseur de la membrane) dont la température peut être augmentée de ΔT , en l'absence de pertes :

$$E = \rho C_p V_{\text{max}} \Delta T$$

$$R_{\text{max}} = \sqrt{\frac{E}{\rho C_p \Delta T \pi e}} \quad \text{[III.13]}$$

Dans ce régime, l'intégralité de l'énergie disponible est utilisée pour augmenter la température de la membrane, dans un temps suffisamment court pour qu'aucun canal de pertes ne puisse puiser dans cette réserve. Le temps de montée en température est extrêmement rapide, et augmente avec le temps de chauffe, à mesure que la puissance diminue (Figure III-8, courbe rouge vers courbe verte). Ceci peut être facilement visualisé en modifiant légèrement l'équation [III.13] :

$$P = \frac{E}{t} = \frac{\rho C_p V \Delta T}{t}$$

$$t = \frac{\rho C_p V \Delta T}{P} \quad \text{[III.14]}$$

Malgré ses performances très intéressantes en termes d'efficacité, ce régime possède deux inconvénients majeurs. D'une part, la question de la résistance mécanique d'une aussi grande membrane se pose. Des compromis peuvent être trouvés (augmenter l'épaisseur de la membrane ou le nombre de bras de suspension par exemple), mais tous mènent dans ce cas à une réduction de l'efficacité. D'autre part, la puissance à délivrer est très importante, (821 mW par exemple pour la plus grande membrane), ce qui n'est pas forcément compatible avec les piles utilisées de façon standard pour alimenter ce type de source.

- Pour des temps de chauffe longs ($t_c > 100 \text{ ms}$), la membrane est pratiquement opérée en régime permanent, comme illustré sur la Figure III-8 (courbe bleue), et la puissance fournie permet de compenser les pertes à la température de fonctionnement T_f . Selon la prépondérance du rayonnement ou de la conduction, deux sous-régimes peuvent être définis :
 - Lorsque les pertes radiatives dominent ($100 \text{ ms} < t_c < 10 \text{ s}$), les pertes sont proportionnelles à R^2 , et la courbe est linéaire en échelle logarithmique, avec une pente définie par $R^2 t_c = \text{constante}$.

- Lorsque les pertes conductives dominent ($t_c > 10$ s), les pertes sont proportionnelles à R , et la courbe est linéaire en échelle logarithmique avec une pente définie par $Rt_c = \text{constante}$. Ce régime n'est pas montré sur la Figure III-7, puisqu'il présente peu d'intérêt du point de vue de l'efficacité.

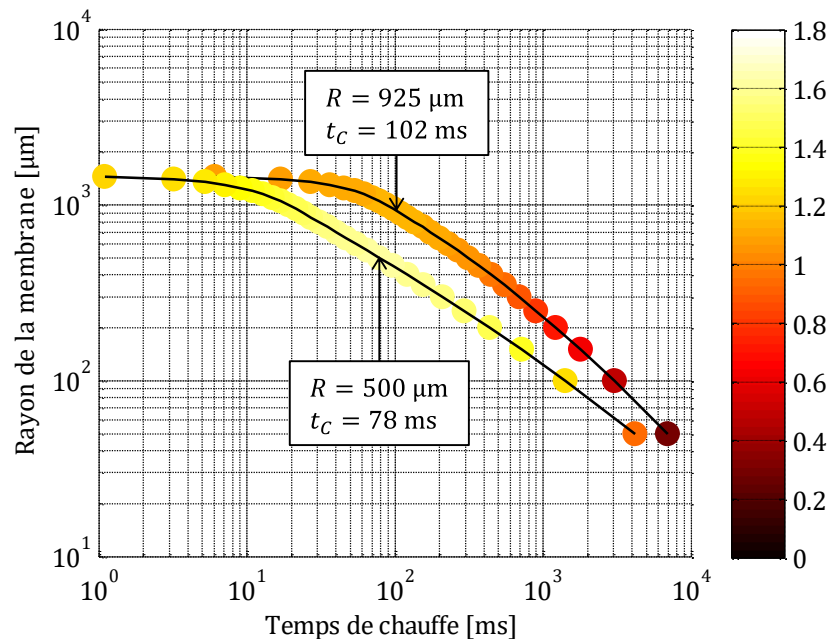
A mesure que le temps de chauffe augmente, le rayon diminue et la conduction prend le pas sur le rayonnement. Toutefois, si le rayonnement impacte toute la surface, la conduction n'a lieu qu'en périphérie de la membrane, et celle-ci perd donc de l'énergie moins vite lors du chauffage initial faute de radiation. C'est pourquoi on observe dans ce régime une diminution du temps de montée avec le temps de chauffe (Figure III-8, courbe verte vers courbe bleue).

- Entre ces deux régimes, le point de fonctionnement optimal correspond à un chauffage qui permet tout juste d'atteindre le régime permanent, puis est coupé juste après. C'est dans ce cas que le temps de montée en température est le plus long (Figure III-8, courbe verte). On observe donc ici une autre manifestation du compromis à trouver entre le temps de chauffe et le rayon de la membrane. Ceci est un des résultats fondamentaux de cette étude, puisqu'on retrouve cette particularité dans la plupart des autres simulations.

En conclusion, on montre que l'efficacité maximale, d'environ 1,1 %, est supérieure d'un facteur presque 3 à celle de la membrane actuelle. On a donc tout intérêt à aller vers des membranes de plus grand rayon qui favorisent le rayonnement par rapport à la conduction. Toutefois, même pour les grandes membranes, les efficacités obtenues restent très faibles. Le rapport η_λ/η correspond à l'efficacité optique, et tombe très proche du 3,5 % calculé dans le Chapitre I.D.2 pour un corps gris, quel que soit le rayon considéré. On atteint donc ici la limite de ce qui peut être optimisé du point de vue thermique. Pour aller plus loin, il est nécessaire de considérer une membrane d'émissivité plus importante.

b) Corps noir

Avant de considérer les résultats obtenus avec l'émissivité des MIMs, on s'intéresse au cas théorique où l'émissivité de la membrane est celle d'un corps noir, unitaire sur tout le spectre. La solution $t_c(R)$ obtenue est illustrée sur la Figure III-9, en dessous de celle de la membrane nue pour comparaison.



Emissivité	R [μm]	t_c [ms]	P [mW]	$\eta_{2 \text{ côtés}}$ [%]	η [%]	η_λ [%]
------------	-----------------------	------------	----------	------------------------------	------------	--------------------

Membrane nue	925	102	49	67	33,5	1,1
Corps noir	500	78	64	90	45	1,6

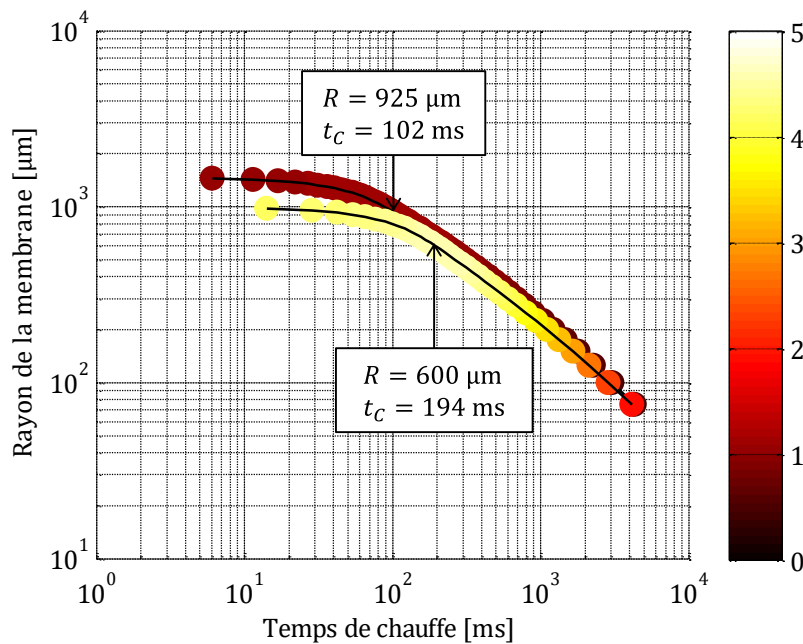
Figure III-9 : Comparaison des solutions $t_c(R)$ obtenues pour la membrane nue (courbe du dessus), et une membrane corps noir (courbe du dessous) pour une énergie disponible $E = 5$ mJ et une température maximale $T_f = 650^\circ\text{C}$. Les points de couleur indiquent les efficacités spectrales η_λ associées, dont les maxima sont indiqués par des flèches.

On observe tout d'abord que la courbe correspondant à la membrane « corps noir » se situe en dessous de celle de la membrane nue. Ainsi, avec une même quantité d'énergie, on chauffe une plus petite membrane pendant le même temps, ou on chauffe une membrane de même taille moins longtemps. Ceci s'explique simplement par le fait que les pertes radiatives sont bien plus importantes pour la membrane corps noir, et que le régime permanent est plus coûteux à entretenir en terme de puissance (64 mW contre 49 mW à l'optimum). Pour des temps de chauffe très courts, les deux courbes tendent vers la même asymptote (l'équation [III.13] ne dépend pas de l'émissivité), et elles se rapprochent aussi pour les temps de chauffe importants, pour lesquels le rayonnement joue un rôle mineur.

Toutefois, des valeurs d'efficacité supérieures à celles de la membrane nue sont obtenues (1,6 % au maximum), grâce à l'émissivité plus importante dans la bande d'intérêt. Le ratio η_λ/η reste lui inchangé puisque l'on est encore une fois dans le cas général d'un corps gris. Pour aller plus loin, il est indispensable de considérer une émissivité plus adaptée à la bande fréquentielle visée.

c) Structuration MIM

De manière plus réaliste, on considère maintenant que la membrane est structurée par des MIMs et que l'émissivité de la face supérieure est piquée autour de la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. La face inférieure n'est évidemment pas structurée, et son émissivité est celle de la membrane nue. On met à jour les valeurs de densité, de chaleur spécifique et de conductivité thermique, en prenant en compte les couches supplémentaires de nitrure et de tungstène ($\rho_W = 19\,250\text{ Kg.m}^{-3}$, $C_{pW} = 130\text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $k_W = 175\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [106]). La solution $t_c(R)$ obtenue est illustrée sur la Figure III-10, sous celle de la membrane nue pour comparaison.



Emissivité	R [μm]	t_c [ms]	P [mW]	$\eta_{2\text{ côtés}}$ [%]	η [%]	η_λ [%]
Membrane nue	925	102	49	67	33,5	1,1

MIM	600	194	25,8	57	29	4,6
-----	-----	-----	------	----	----	-----

Figure III-10 : Comparaison des solutions $t_c(R)$ obtenues pour la membrane nue (courbe du dessus), et une membrane intégrant des résonateurs MIMs (courbe du dessous) pour une énergie disponible $E = 5 \text{ mJ}$ et une température maximale $T_f = 650^\circ\text{C}$. Les points de couleur indiquent les efficacités spectrales η_λ associées, dont les maxima sont indiqués par des flèches.

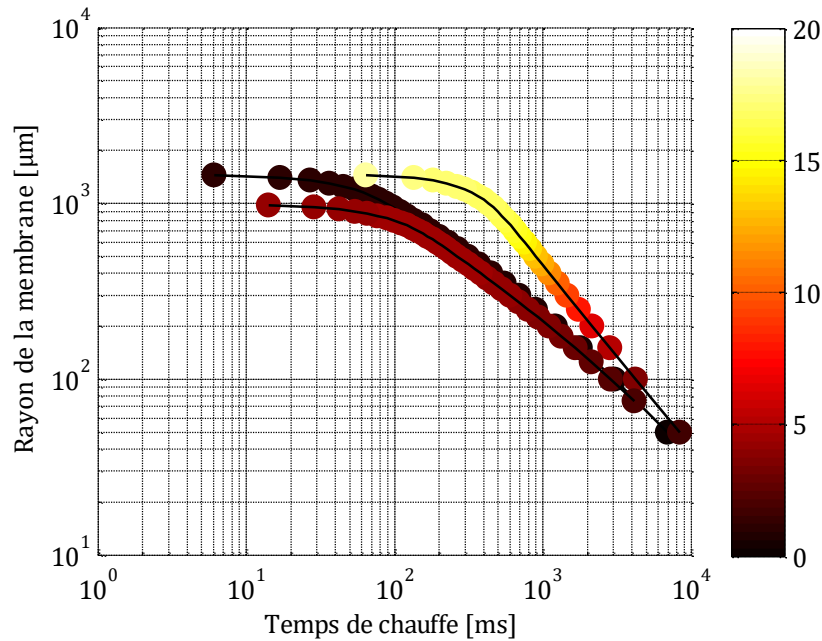
Lorsque la membrane est structurée, on note tout d'abord que le rayon maximal R_{\max} pouvant être chauffée à $T_f = 650^\circ\text{C}$ par une énergie $E = 5 \text{ mJ}$ diminue de $1500 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$. Ceci s'explique par l'augmentation de la masse thermique de la membrane à cause de l'ajout des nanostructures, qui impacte le terme $\rho C_p e$ de l'équation [III.13].

Pour les temps de chauffe plus longs, les deux courbes se rejoignent. Ceci tient au fait que les pertes à la fois conductives et radiatives sont identiques : les bras sont les mêmes, d'où un flux de conduction comparable, et les pertes totales par rayonnement, en dépit de la différence d'émissivité, sont très proches. Grossièrement, cela peut être vu sur la Figure III-6 comme une conséquence du fait que les intégrales de l'émissivité de la membrane nue et de la membrane MIM sont très proches. Ce résultat pouvait aussi être avancé à partir des facteurs de mérite calculés dans le Chapitre II.B.2.e), qui faisaient apparaître que le gain γ est identique pour ces deux structures (même émission totale à 650°C).

Cependant, grâce à la forte émissivité dans la fenêtre d'intérêt, les valeurs d'efficacités sont bien plus importantes dans ce cas, et montent jusqu'à 4,6%, démontrant de ce fait le rôle primordial des nanostructures sur les performances de la membrane. Un autre intérêt est l'augmentation de la conductivité thermique de la partie centrale de la membrane grâce à la couche pleine de tungstène, qui permet d'obtenir un profil spatial de température plus uniforme.

d) Emissivité idéale

Enfin, pour conclure cette étude dynamique, on considère le cas où la membrane possède une émissivité idéale, c'est-à-dire unitaire uniquement entre $4,16 \mu\text{m}$ et $4,36 \mu\text{m}$, et ce seulement pour la face supérieure. Les résultats obtenus, comparés à ceux de la membrane nue et de la membrane structurée avec les MIMs, sont présentés sur la Figure III-11.



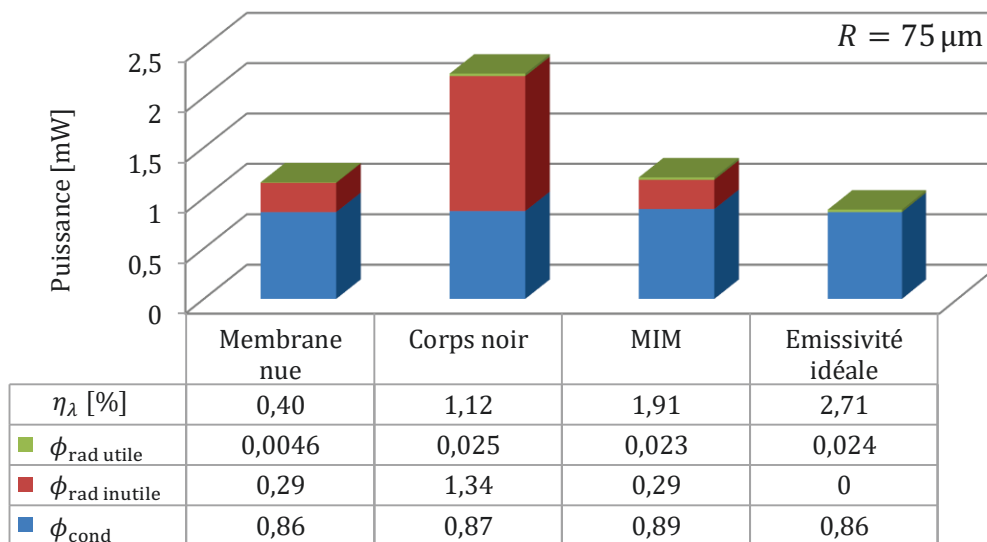
Emissivité	$R \text{ } [\mu\text{m}]$	$t_c \text{ } [\text{ms}]$	$P \text{ } [\text{mW}]$	$\eta_{2 \text{ côtés}} \text{ } [\%]$	$\eta \text{ } [\%]$	$\eta_\lambda \text{ } [\%]$
Membrane nue	925	102	49	67	33,5	1,1

MIM	600	194	25,8	57	29	4,6
Emissivité optimale	$R \rightarrow 1500$	$t_c \rightarrow 0$	$P \rightarrow \infty$	18	18	18

Figure III-11 : Comparaison des solutions $t_c(R)$ obtenues pour la membrane nue (courbe du milieu), la membrane incorporant des résonateurs MIM (courbe du dessous) et une membrane d'émissivité idéale (courbe du dessus), pour une énergie disponible $E = 5 \text{ mJ}$ et une température maximale $T_f = 650^\circ\text{C}$. Les points de couleur indiquent les efficacités spectrales η_λ associées.

La courbe obtenue pour l'émissivité optimale est située bien au-dessus et à droite des précédentes, conséquence directe des pertes radiatives très faibles dans cette configuration. Etant donné que tout le flux est émis dans la fenêtre d'intérêt, on a $\eta_\lambda = \eta = \eta_{2 \text{ côtés}}$, avec des valeurs qui approchent les 20 %. Cette fois-ci, il n'y a plus de compromis entre le rayon de la membrane et le temps de chauffe, et l'efficacité augmente lorsque le temps de chauffe tend vers 0, et que le rayon approche R_{\max} . Cette modélisation permet de se rendre compte que même avec une émissivité optique idéale, l'efficacité globale de la membrane ne peut pas dépasser les 20 % à cause des pertes thermiques et de la température maximale imposée à 650°C .

Afin de mettre en exergue cette particularité, on compare quantitativement l'influence des différents flux de chaleur dans les quatre cas discutés ci-dessus. Pour plus de clarté, on considère ici un fonctionnement en régime permanent à 650°C , sans contrainte énergétique.



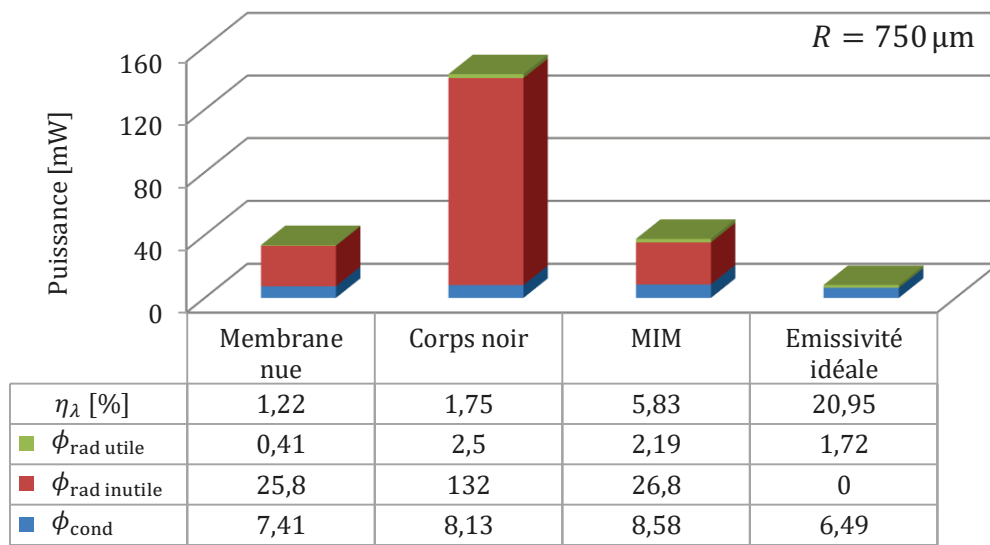


Figure III-12 : Comparaison de l'influence des différents canaux de pertes en régime permanent pour des membranes de différentes émissivités et pour des rayons $R = 75 \mu\text{m}$ et $R = 750 \mu\text{m}$. Toutes les valeurs de flux sont données en milliwatts.

Sur cette figure, la hauteur des différentes barres représente la puissance à fournir pour maintenir la membrane en régime permanent, c'est-à-dire pour compenser les pertes. On note tout d'abord que le flux conductif ϕ_{cond} reste constant pour un même rayon quelle que soit l'émissivité. Les faibles différences observées sont dues à de légères variations de température en périphérie de la membrane. Comme on s'y attend, le flux radiatif et la partie utile de celui-ci $\phi_{\text{rad utile}}$ dépendent fortement de l'émissivité de la membrane. Pour un rayon de $75 \mu\text{m}$ on voit très clairement que c'est l'aspect thermique qui limite l'efficacité de la membrane. Le gain à passer de la membrane structurée avec les MIM à celle dont l'émissivité est idéale est ainsi relativement mineur ($1,91 \rightarrow 2,71$). L'efficacité augmente significativement pour un rayon de $750 \mu\text{m}$, le flux conductif étant multiplié par environ dix, alors que le flux radiatif est multiplié par cent. Dans ce cas, c'est l'aspect optique qui est limitant, et on aura tout intérêt à améliorer l'émissivité obtenue dans le chapitre précédent.

En conclusion, si l'on a évidemment intérêt à aller vers des sources de très grandes dimensions avec une émissivité idéale, il ne faut pas oublier que l'efficacité finale dépend à la fois de la thermique et de l'optique, et que ces deux aspects doivent être améliorés de concert pour une efficacité maximale.

Pour résumer cette seconde partie, on a créé et utilisé un modèle thermique monodimensionnel afin de simuler le comportement dynamique de la membrane. On a montré avec succès que pour une température de fonctionnement et une quantité d'énergie imposées, il existe un compromis entre le temps de chauffe et le rayon de la membrane. De façon générale, l'efficacité est maximale lorsque l'énergie disponible permet juste d'atteindre le régime permanent, puis que le chauffage est coupé. L'influence de l'émissivité a aussi été étudiée dans le détail, et met en avant les performances supérieures obtenues avec la structuration par les MIMs, surtout pour les membranes de grand rayon. Dans la même veine, des membranes très larges ont été récemment proposées par Brucoli *et al.*^[107], permettant de s'affranchir totalement des pertes par conduction en tirant parti d'un refroidissement radiatif progressif de la surface.




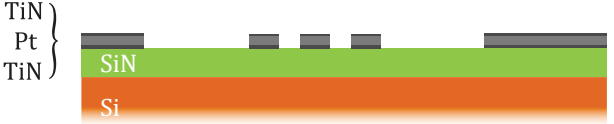


C. Fabrication des sources

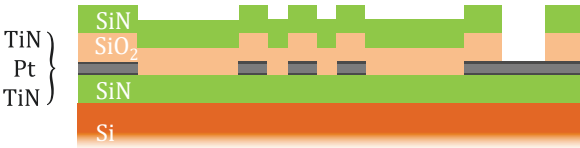
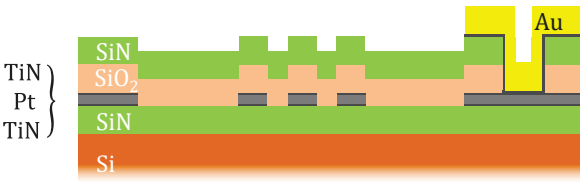
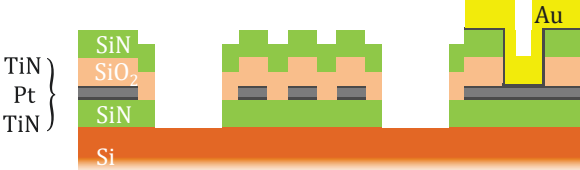
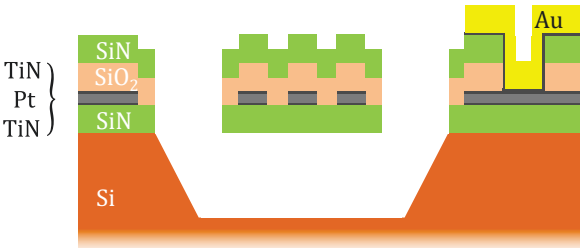
Faute de temps et de moyens, il n'a pas été possible de réaliser l'intégration complète des membranes nanostructurées. Cette section traite donc de la fabrication des membranes classiques par des procédés de microélectronique. La salle blanche du LETI étant semi-industrielle, les doctorants n'y ont pas accès directement, et toutes les étapes sont réalisées par des personnes qualifiées et formées sur les différents équipements. Le suivi a été assuré par Emerick Lorent et David Jacolin, ingénieurs filière au LETI. Bien qu'ayant interagi avec les personnes ayant contribué à la réalisation de ces structures, ce travail n'est pas totalement mien, et cette section est donc volontairement peu développée. La fabrication des membranes est abordée dans un premier temps, avant de mettre en lumière le procédé d'encapsulation sous vide (WLP, *Wafer Level Packaging*) et la découpe des échantillons.

1. Fabrication des membranes

Dans un premier temps, on réalise les membranes suspendues sur un wafer de silicium de 200 mm. Le Tableau III.2 récapitule les étapes de fabrication de ces membranes, explicité en détail par la suite.

Tableau III.2 : Process-flow pour la réalisation des membranes suspendues.

1. Wafer initial Substrat de silicium 725 μm	
2. Dépôt membrane inférieure Dépôt Si_3N_4 LPCVD 100 nm	
3. Dépôt filament Dépôt TiN PVD 10 nm Dépôt Pt PVD 30 nm Dépôt TiN PVD 10 nm	
4. Mise en forme filament Photolithographie Gravure IBE TiN / Pt / TiN Arrêt sur Si_3N_4 Stripping	
5. Encapsulation Dépôt SiO_2 PECVD 100 nm	
6. Dépôt membrane supérieure Dépôt Si_3N_4 LPCVD 100 nm	

<p>7. Reprise de contact filament</p> <p>Photolithographie</p> <p>Gravure $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ Arrêt sur TiN</p> <p>Stripping</p>	
<p>8. Dépôt / Mise en forme contacts</p> <p>Dépôt TiN 10 nm</p> <p>Dépôt Au évaporation 800 nm</p> <p>Photolithographie</p> <p>Gravure humide Au / TiN Arrêt sur Si_3N_4</p> <p>Stripping</p>	
<p>9. Ouverture cavité</p> <p>Photolithographie</p> <p>Gravure $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ Arrêt sur Si</p> <p>Stripping</p>	
<p>10. Gravure cavité</p> <p>Gravure TMAH Si</p>	

1. On part d'un wafer standard de silicium (Si), de 750 μm d'épaisseur.
2. On dépose une première couche de 100 nm de nitrure de silicium stœchiométrique (Si_3N_4) par dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (LPCVD, *Low-Pressure Chemical Vapor Deposition*). Cette couche formera la partie inférieure de la membrane.
3. On dépose un sandwich nitrure de titane / platine / nitrure de titane (TiN / Pt / TiN), avec des épaisseurs de respectivement 10 nm, 30 nm et 10 nm. Ce tricouche métallique est réalisé par dépôt physique en phase vapeur (PVD, *Physical Vapor Deposition*).
4. Le tricouche est ensuite mis en forme via un enchainement photolithographie / gravure / stripping (voir Chapitre II.C.1, points 6 à 10) de façon à créer le filament qui permettra de chauffer la membrane et les homogénéiseurs. La gravure se fait ici par faisceau d'ions (IBE, *Ion-Beam Etching*).

5. On encapsule ensuite le filament par une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) de 100 nm par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD, *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Cette couche est nécessaire pour des raisons de contamination, et permet par la même occasion de réduire les contraintes mécaniques dans l'empilement.
6. On dépose 100 nm de Si_3N_4 par LPCVD, afin de former l'enveloppe supérieure de la membrane.
7. On ouvre un accès aux contacts à travers le nitrure et l'oxyde avec un enchainement photolithographie / gravure / stripping.
8. On dépose et on met en forme les contacts, grâce à une couche d'accroche de TiN et une couche de 800 nm d'or (Au), non représentée à l'échelle par commodité.
9. On grave la totalité des matériaux déposés jusqu'à présent aux endroits où la membrane doit être suspendue, de façon à avoir accès au wafer de silicium.
10. On libère la membrane avec une gravure humide au Tetramethylammonium hydroxide (TMAH), qui attaque de façon sélective le silicium selon le plan cristallin (111).

Le Tableau III.2 ne présente que les étapes principales de la fabrication. Les phases de recuit, de nettoyage ou de décontamination ne sont pas illustrées ici par souci de clarté. Le procédé complet comprend ainsi plus de 80 étapes élémentaires. La Figure III-13 présente une image MEB des structures ainsi réalisées. Au total, on fabrique plus de 15 000 membranes sur un wafer de 200 mm !

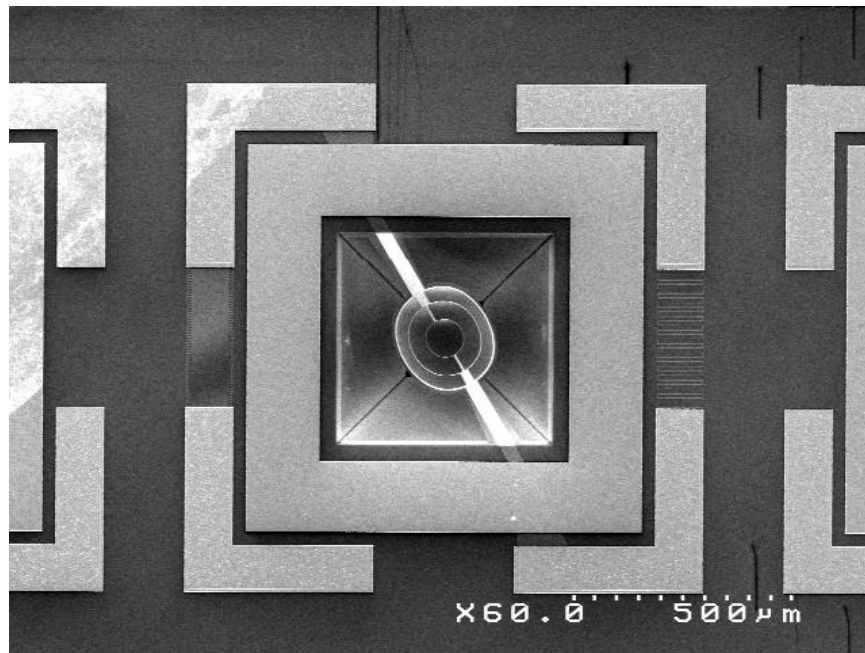




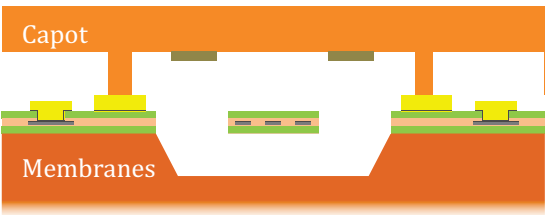
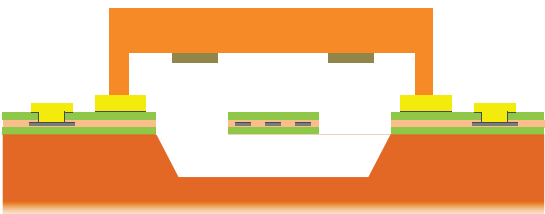
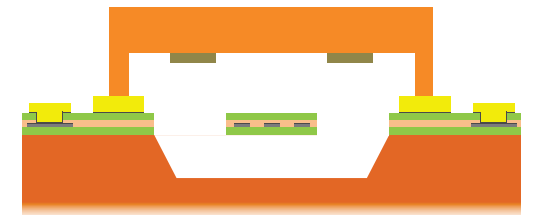


Figure III-13 : Image MEB d'une membrane réalisée avec le process-flow du Tableau III.2.

2. Encapsulation sous vide

Une fois les membranes réalisées, elles sont encapsulées sous vide de façon unitaire via un procédé de scellement (WLP, *Wafer Level Packaging*), afin d'améliorer leurs performances. Pour cela, on procède en plusieurs étapes, résumées schématiquement dans le Tableau III.3.

Tableau III.3 : Process-flow pour la mise sous vide par WLP des membranes suspendues.

1. Wafer initial Substrat de silicium	
2. Gravure des cavités Gravure en face arrière par DRIE	
3. Réalisation des pochoirs Gravure DRIE traversante	
4. Dépôt getter à travers le pochoir	
5. Scellement WLP du capot sur les membranes Formation d'un eutectique Au / Si sous vide à 400°C	
6. STR, Saw-To-Reveal Découpe des capots pour ouvrir l'accès aux contacts	
7. Découpe finale Séparation unitaire des membranes	

1. Pour le capot, on part aussi d'un wafer de silicium.
2. Après avoir retourné ce wafer, on le grave en face arrière aux endroits qui seront en regard des membranes et des contacts par DRIE.
3. Sur un autre wafer de silicium, on réalise un pochoir en effectuant des gravures traversantes.
4. Après avoir assemblé temporairement le wafer capot et le wafer pochoir, on dépose un matériau qui agira comme un getter dans le fond du capot à travers le pochoir. Une fois séparé, le pochoir peut être réutilisé pour une autre plaque.
5. On procède au WLP (*Wafer Level Packaging*) lui-même : le wafer membrane et le wafer capot sont scellés à l'aide d'un eutectique or-silicium par application d'une pression, sous un vide

poussé et à haute température. Le procédé exact, pour lequel un brevet est en cours de dépôt, ne peut pas être détaillé ici.

6. On accède aux contacts par une étape de *Saw-To-Reveal* (STR). De cette façon, le capot n'est conservé qu'au-dessus des membranes, celles-ci pouvant être adressées électriquement de l'extérieur.
7. Finalement, les membranes peuvent éventuellement être séparées les unes des autres en découpant le wafer principal, afin d'être intégrées dans des prototypes de capteur.

La Figure III-14 illustre une photo du getter déposé dans le fond des capots, le wafer après STR et découpe, une puce individuelle, et une puce dont le capot a été arraché, qui permet de bien visualiser la zone de contact entre le capot en silicium et le cordon en or, et les coulures d'or liées au scellement.

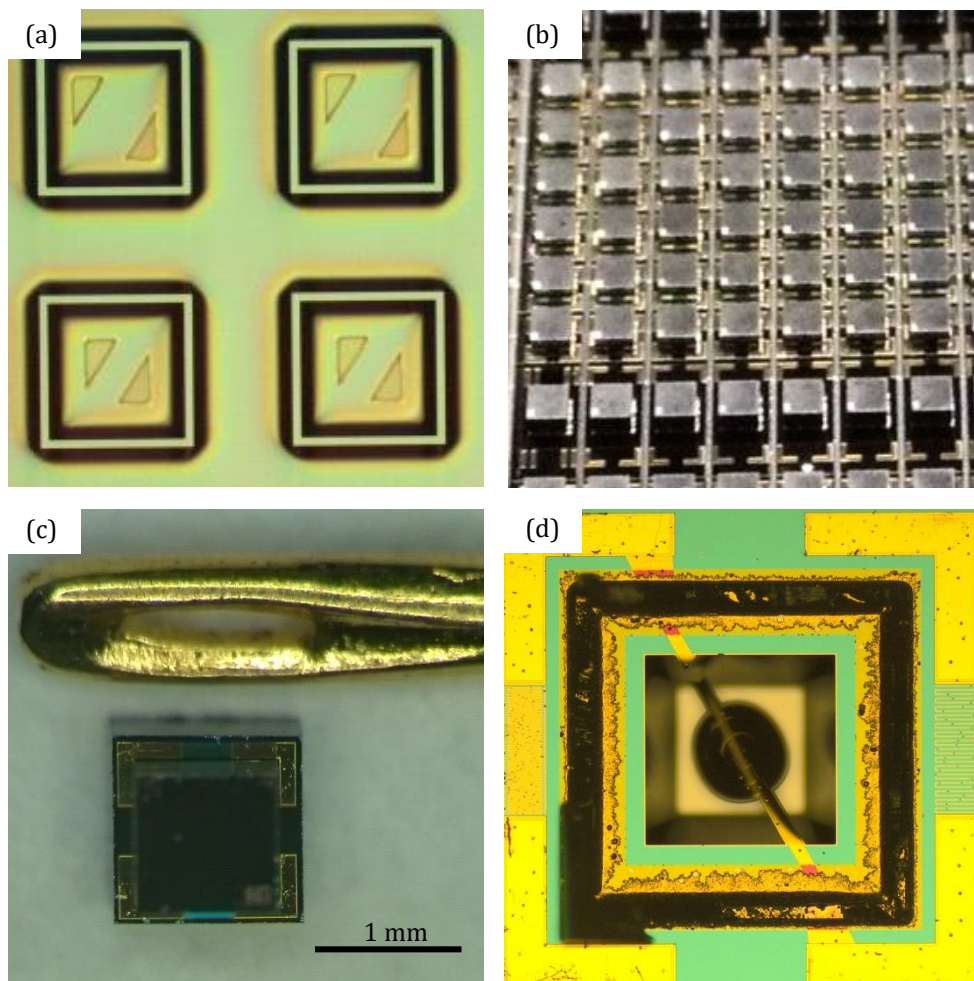


Figure III-14 : (a) image prise au microscope du wafer capot après dépôt du getter ; (b) photographie des structures après STR et découpe ; (c) puce individuelle, à côté du chas d'une aiguille, pour échelle ; (d) image au microscope d'une membrane après retrait du capot.

La réalisation de ces sources encapsulées sous vide par WLP dans une fonderie CMOS était un défi technologique majeur qui a été relevé avec succès et devrait propulser les dispositifs obtenus au niveau de l'état de l'art mondial. Afin de quantifier le gain en performances apporté par cette mise sous vide, de nombreuses caractérisations ont été menées, qui sont décrites dans la dernière section de ce chapitre.

D. Caractérisations électro-optiques

Les membranes obtenues ont été testées extensivement afin de déterminer leurs performances, en comparant à la fois les résultats obtenus pour les membranes de 150 μm et de 250 μm de diamètre, à l'air libre et sous vide. Des tests électriques, optiques, mécaniques et de vide ont été mis en place pendant cette thèse, dont les résultats et principales conclusions sont présentés ci-après.

1. Mesures statistiques sur prober

Dans un premier temps, on a utilisé un testeur automatique (*Prober*) Süss MicroTec qui permet de faire des mesures électriques et / ou optiques rapidement sur un grand nombre de dispositifs. On utilise dans ce cas un wafer complet, et on exploite le fait que les membranes sont disposées sur une grille régulière pour automatiser la mesure (voir Figure III-14 b)).

a) Caractérisation électrique

Dans un premier temps, on mesure l'évolution de la résistance totale des membranes R en fonction du courant appliqué I . La Figure III-15 présente les résultats obtenus pour 250 membranes de 150 μm de diamètre et autant de 250 μm , non packagées sous vide.

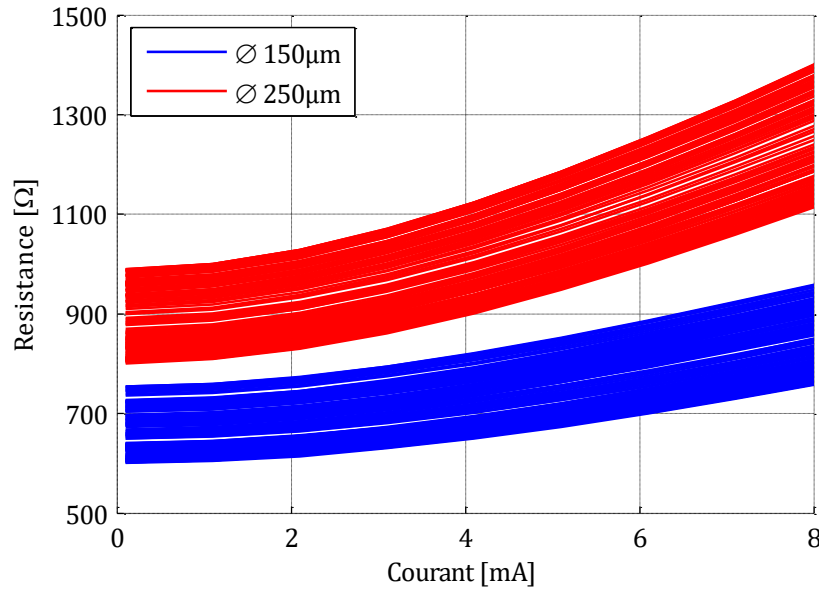


Figure III-15 : Caractérisation électrique $R(I)$ de membranes de 150 μm et 250 μm à l'air libre.

Les résultats obtenus sont assez groupés, la largeur du faisceau de courbe donnant une idée de la dispersion des dispositifs. Cette dispersion est principalement due à l'inhomogénéité radiale du dépôt et de la gravure sur le wafer. Ainsi, les pistes métalliques des membranes à la périphérie sont plus larges que celles du centre, ce qui résulte en une diminution de la résistance. La résistance à froid des membranes de 150 μm est de $R_0 = R(I = 0) = 680\Omega \pm 46\Omega$, et celle des membranes de 250 μm est de $R_0 = 890\Omega \pm 64\Omega$. Ces dernières ont une résistance plus élevée du fait de leur taille plus importante, ce qui joue sur la longueur totale des pistes. Dans tous les cas, la résistance augmente avec le courant, signe que la température de la membrane grimpe.

On réitère ces mesures sur un autre wafer où les sources sont packagées sous vide. On mesure aussi la résistance du disque central seul, grâce à un design bi-piste modifié permettant un montage quatre fils (un zoom de la zone d'intérêt de l'image MEB de la Figure III-1 est donné sur la Figure III-16). Pour cela, on applique un courant via les contacts principaux utilisés précédemment, mais la mesure de tension se fait à l'aide de pistes annexes spécialement rajoutées afin de venir sonder les bords du disque central. De cette façon, on s'affranchit de la résistance des bras et des contacts. Les résultats obtenus, ainsi qu'un schéma illustrant la mesure quatre fils, sont présentés sur la Figure III-16.

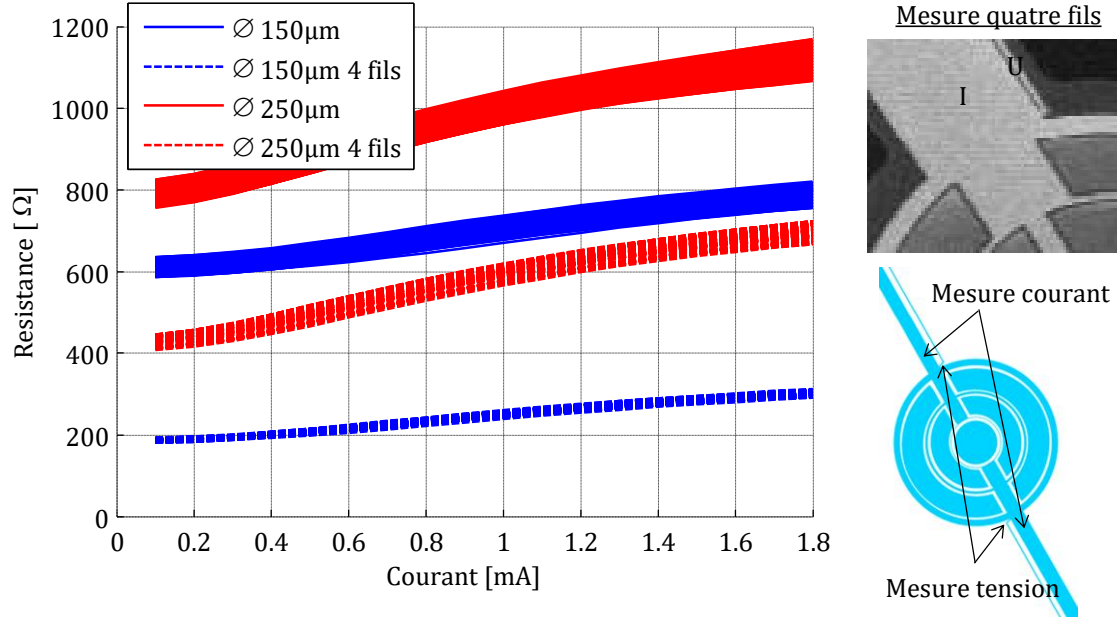


Figure III-16 : Caractérisation électrique de la résistance totale $R(I)$ et de la résistance quatre fils $R_{4f}(I)$ de membranes de 150 μm et 250 μm sous vide. A droite, illustration de la prise de courant et de tension pour la mesure quatre fils, à l'aide des deux pistes spécifiques supplémentaires.

On note tout d'abord que les valeurs de courant utilisées sont bien plus faibles que pour les membranes à l'air libre de la Figure III-15, pour une variation de résistance sensiblement équivalente. Cela signifie que la membrane nécessite beaucoup moins de puissance pour être chauffée à la même température, ce qui est un des effets attendus de la mise sous vide. Les mesures quatre fils permettent de s'affranchir des 400 Ω de résistance des bras et des contacts, tout en conservant une allure assez semblable aux courbes de résistance totale. Cela s'explique par le fait que le chauffage, et donc la variation de température, sont fortement localisés sur le disque central. La variation de résistance des pistes ΔR liée à la variation de température ΔT peut s'écrire :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \Delta T \quad [\text{III.15}]$$

avec α en K^{-1} le coefficient de température (TCR, *Temperature Coefficient of Resistance*) du matériau. Afin d'estimer la température de la membrane, il est intéressant de pouvoir évaluer ce coefficient. Pour cela, on place le wafer sur un support chauffant, qui couvre une gamme de 25°C à 150°C. A l'aide de motifs en serpentins spécialement conçus pour cette mesure (non suspendus afin d'être le plus proche possible de la température du wafer), on trace sur la Figure III-17 l'évolution de la résistance en fonction de la température, pour une vingtaine de dispositifs. Idéalement, il aurait fallu effectuer cette mesure jusqu'à la température de fonctionnement (650°C), mais on est limité ici par la température maximale du support chauffant. Les valeurs obtenues doivent donc être considérées avec une relative circonspection.

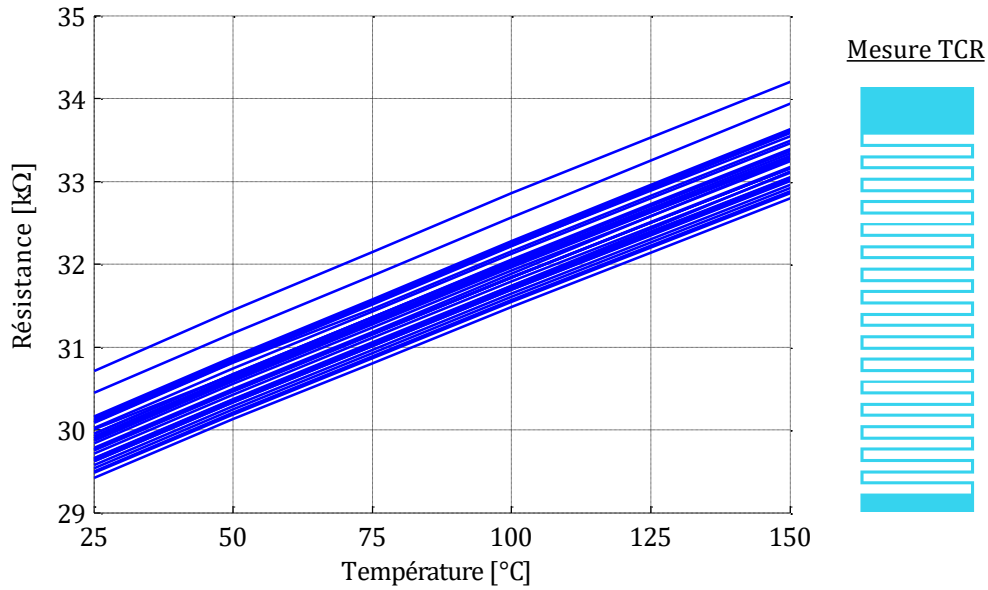


Figure III-17 : Mesure de la variation de résistance en fonction de la température $R(T)$ pour calculer le TCR (*Temperature Coefficient of Resistance*) des pistes métalliques sur des motifs spéciaux représentés à droite.

Les courbes obtenues sont comprises dans un faisceau assez étroit, et présentent toutes une pente quasi-identique. A partir de celle-ci et de l'équation [III.15], on en déduit une valeur de TCR moyen $\alpha = 0,9 \text{ mK}^{-1}$ pour l'empilement TiN/Pt/TiN considéré. En réalité, la conductivité du platine est supérieure de plus d'un ordre de grandeur à celle du nitrure, et on peut donc considérer que ce TCR est celui du platine seul. Cette valeur est toutefois assez éloignée de celle trouvée dans la littérature^[108], d'environ $3,9 \text{ mK}^{-1}$. La différence est attribuée notamment à la finesse de la couche, qui peut influencer fortement son comportement électrique. Le coefficient de dilatation thermique du platine étant d'environ $9 \mu\text{K}^{-1}$, ce phénomène n'a pas d'influence notable sur les mesures réalisées ici.

A l'aide des données présentées jusqu'ici, il est maintenant possible d'évaluer la température des membranes en fonction de la puissance électrique. La température est obtenue à partir de la résistance quatre fils R_{4f} , qui permet de ne prendre en compte que le disque central, et du TCR calculé ci-dessus α . La puissance électrique P_{elec} est obtenue classiquement comme le produit de la résistance totale correspondante et du carré de l'intensité : $P_{\text{elec}} = RI^2$. Les résultats sont moyennés sur toutes les membranes, et tracés sur la Figure III-18.

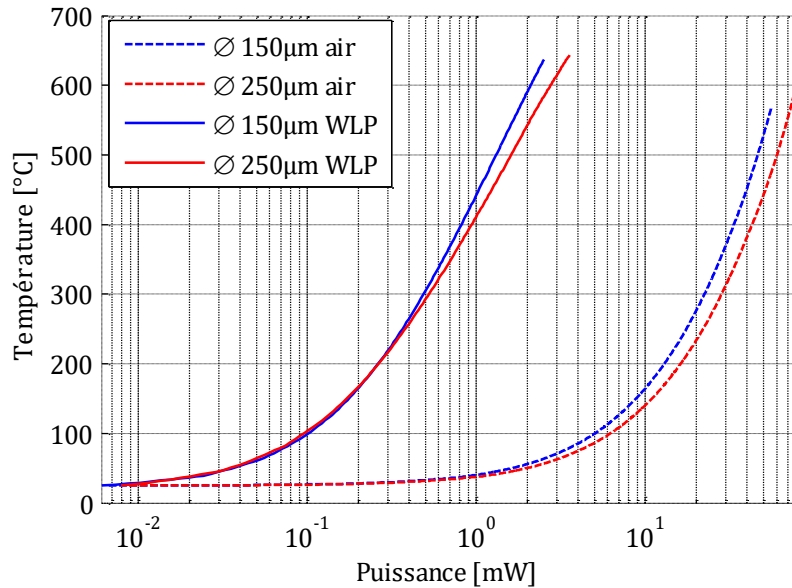


Figure III-18 : Température de la membrane T en fonction de la puissance électrique fournie P_{elec} (moyennes sur 250 mesures), pour les deux diamètres possibles, sous vide ou à l'air libre.

Il est possible de tirer un certain nombre de conclusions à partir de ces courbes. Tout d'abord, les courbes rouges sont strictement à droite des bleues, ce qui signifie que les membranes de 250 μm (rouges) nécessitent plus de puissance que celles de 150 μm (bleues) pour être chauffées à la même température. Ceci est bien entendu lié à la plus grande surface du disque central, qui occasionne donc des pertes radiatives plus importantes, comme souhaité. D'autre part, les membranes sous vide requièrent presque 30 fois moins de puissance que celles à l'air libre pour être amenées à une température équivalente d'environ 600°C. Ce facteur 30, qui semble un peu surévalué, est à mettre en parallèle avec le facteur 20 calculé dans le Chapitre I.D.2.b). On démontre ainsi expérimentalement l'intérêt crucial de la mise sous vide des membranes pour la réduction de consommation.

b) Imagerie multi-membranes

La possibilité de mesurer un grand nombre de dispositifs automatiquement ouvre la voie à de nombreuses caractérisations, permettant ainsi d'obtenir des statistiques et de se faire une idée de la fiabilité des dispositifs réalisés. On ne détaillera ici qu'une seule de ces mesures, qui consiste à reconstruire une image prise au microscope infrarouge d'un champ complet de 6x8 membranes. La procédure est entièrement automatisée, et permet d'obtenir des photos des membranes en fonctionnement, comme celle fournie sur la Figure III-19.

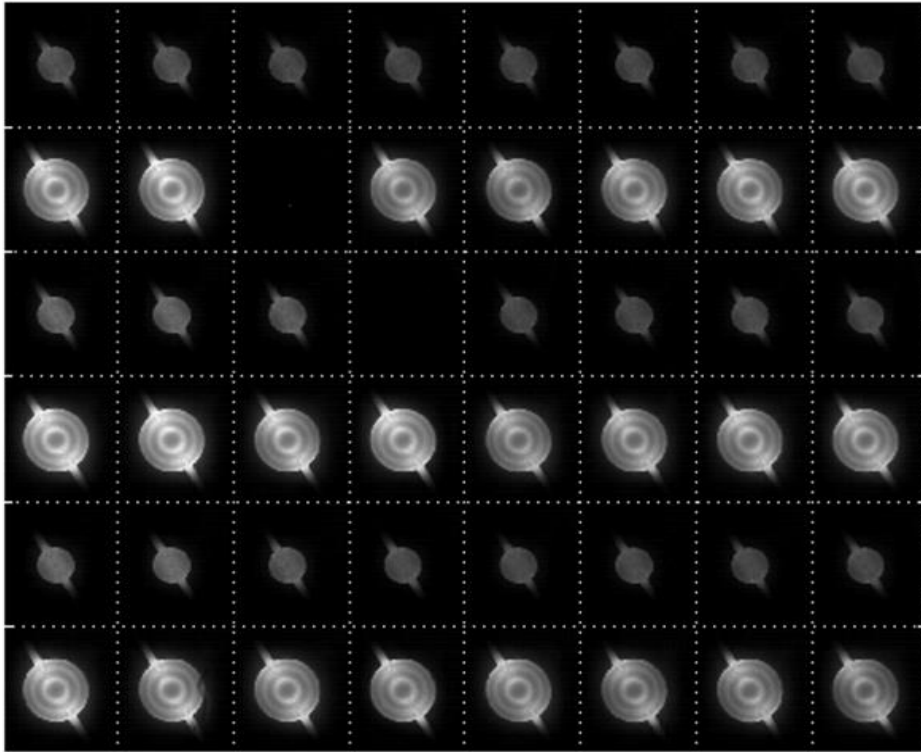


Figure III-19 : Image reconstruite d'un champ complet de 6 x 8 membranes. Photographies prises automatiquement au microscope infrarouge pour un courant d'alimentation $I = 8$ mA sur des membranes non packagées.

De telles images sont précieuses pour tirer des informations qualitatives sur un grand nombre de dispositifs : dispersion, non-fonctionnement (deux membranes non fonctionnelles sur l'image par exemple), influence des différents paramètres dans le cas où les membranes sont différentes sur les lignes / colonnes, etc.

Evidemment ceci n'est qu'un exemple des possibilités offertes par une mesure au prober, qui permet ainsi de réaliser des études et analyses « industrielles » qui vont nettement au-delà de la simple preuve de concept.

2. Calibration du vide obtenu par WLP

Afin de confirmer les résultats électriques obtenus au prober, on souhaite quantifier le vide sous lequel sont encapsulées les membranes. En effet, bien que l'étape de scellement se fasse sous un vide de 10^{-4} mbar, on ne peut pas exclure formellement que la membrane ne relargue pas des gaz lorsqu'elle est chauffée ou qu'il n'y ait pas de fuites. Pour quantifier la pression résiduelle, on utilise le fait que la caractéristique électrique des membranes dépend fortement de celui-ci, comme l'indique la différence entre les courbes de la Figure III-15 et celles de la Figure III-16. On utilise donc une membrane non packagée, que l'on place dans une enceinte hermétique, en prenant soin de pouvoir alimenter celle-ci de l'extérieur. On connecte cette enceinte à une pompe primaire et à une jauge de pression Pirani préalablement étalonnée. Finalement, on insère une vanne à fuite réglable dans le circuit. Le montage complet est représenté sur la Figure III-20.

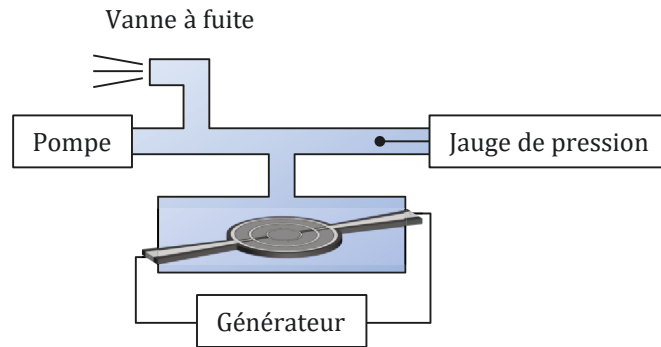


Figure III-20 : Schéma du montage utilisé pour la caractérisation du vide obtenu pour les membranes packagées.

Une fois la pompe en fonctionnement, on peut donc modifier le niveau de vide dans l'enceinte en réglant la vanne à fuite, de sorte à atteindre des pressions comprises entre 1 bar (pression atmosphérique) et 10^{-2} mbar (limite de la pompe). On mesure ensuite la caractéristique $R(I)$ de la membrane sous un vide dynamique variable. Finalement, on compare le réseau de courbes obtenues avec la caractéristique d'une membrane packagée pour évaluer le vide auquel est soumis cette dernière. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-21.

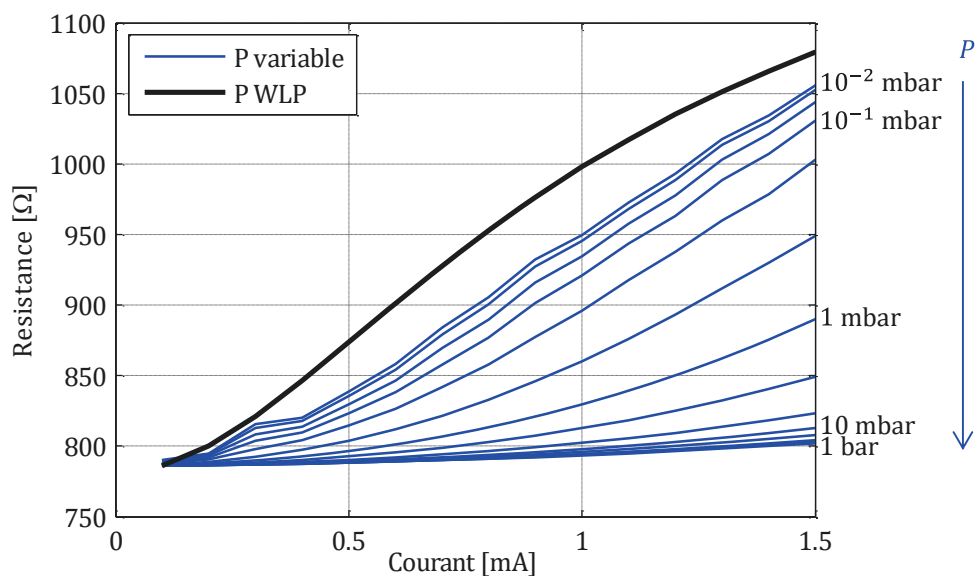


Figure III-21 : Calibration du vide obtenu par scellement WLP. Les courbes bleues sont obtenues avec une membrane de 250 μm non capotée, mise sous vide dynamique dans le montage illustré sur la Figure III-20, pour différentes valeurs de pression. La courbe noire correspond à la caractéristique mesurée pour une membrane packagée en WLP, extraite de la Figure III-16.

On voit tout d'abord que le faisceau de courbes bleues obtenues avec le montage de la Figure III-20 suit la tendance attendue, c'est-à-dire que la résistance augmente de plus en plus vite avec le courant à mesure que la pression diminue dans l'enceinte. La transition a lieu plus particulièrement entre 10 mbar et 0,1 mbar. Physiquement, c'est à ces valeurs de pression que le libre parcours moyen des molécules de gaz présentes dans l'enceinte atteint quelques dizaines de microns, soit typiquement la distance entre la membrane et le capot, ou entre la membrane et le fond de la cavité. On passe alors d'un régime de conduction mésoscopique à un régime balistique, qui limite fortement les pertes de la membrane.

En comparant ces courbes à celle obtenue avec une membrane quasi-similaire, mais encapsulée sous vide, on se rend compte que la caractéristique de cette dernière est au-dessus de toutes les autres (d'environ 3 %), ce qui semble indiquer que le vide est inférieur à 10^{-2} mbar, sans pouvoir affiner plus

cette valeur. Le fait que la courbe soit un peu au-dessus de la saturation des courbes bleues est imputé à la réflexion sur le capot, qui renvoie de l'énergie sur la membrane et diminue ainsi sa consommation.

Ces tests ont été réalisés à la fois pour des membranes de 150 μm et de 250 μm , et donnent des résultats concordants. Ils ont été refaits quelques semaines après la mise sous vide des dispositifs, et ont aussi permis d'écarter la possibilité de fuite lente, ce qui est très positif. En conclusion, ces mesures permettent de valider la bonne qualité du vide obtenu lors du WLP. Même si celui-ci ne peut pas être quantifié précisément, on est assurés qu'il est suffisant pour obtenir un fonctionnement optimal des membranes. C'est une étape cruciale qui contribue à diminuer les pertes thermiques d'un facteur 20.

3. Mesures optiques

On souhaite par la suite avoir des mesures optiques quantitatives du flux émis par les différentes membranes. En effet, si celui-ci peut être approximé à partir de la température des membranes ou de l'intensité des images infrarouges, des mesures plus directes permettent de réduire les biais et d'avoir plus de confiance dans les résultats obtenus. On présente dans ce paragraphe deux types de caractérisations : des mesures d'intensité au puissancemètre et des mesures de spectre au FTIR.

a) Puissance optique et rendement des membranes

Afin de pouvoir connaître avec précision le flux émis par les membranes et calculer ainsi leur rendement, on étudie des puces unitaires à l'aide d'un puissancemètre optique. Les membranes sont alimentées par un générateur, le rayonnement émis est collecté par une lentille munie d'un antireflet dans la bande 3-5 μm (Thorlabs C036TME-E), et mesuré sur un puissancemètre. Il est possible de remplacer le puissancemètre par une caméra infrarouge, afin de s'assurer que l'on image bien les sources dans leur intégralité. Ces mesures sont effectuées pour des sources de 150 μm et 250 μm , packagées ou non, et à travers un filtre commercial utilisé pour la détection de CO_2 (Northumbria NB-4260-4.5-CO2) ou non. Les résultats obtenus sont illustrés sur la Figure III-22.

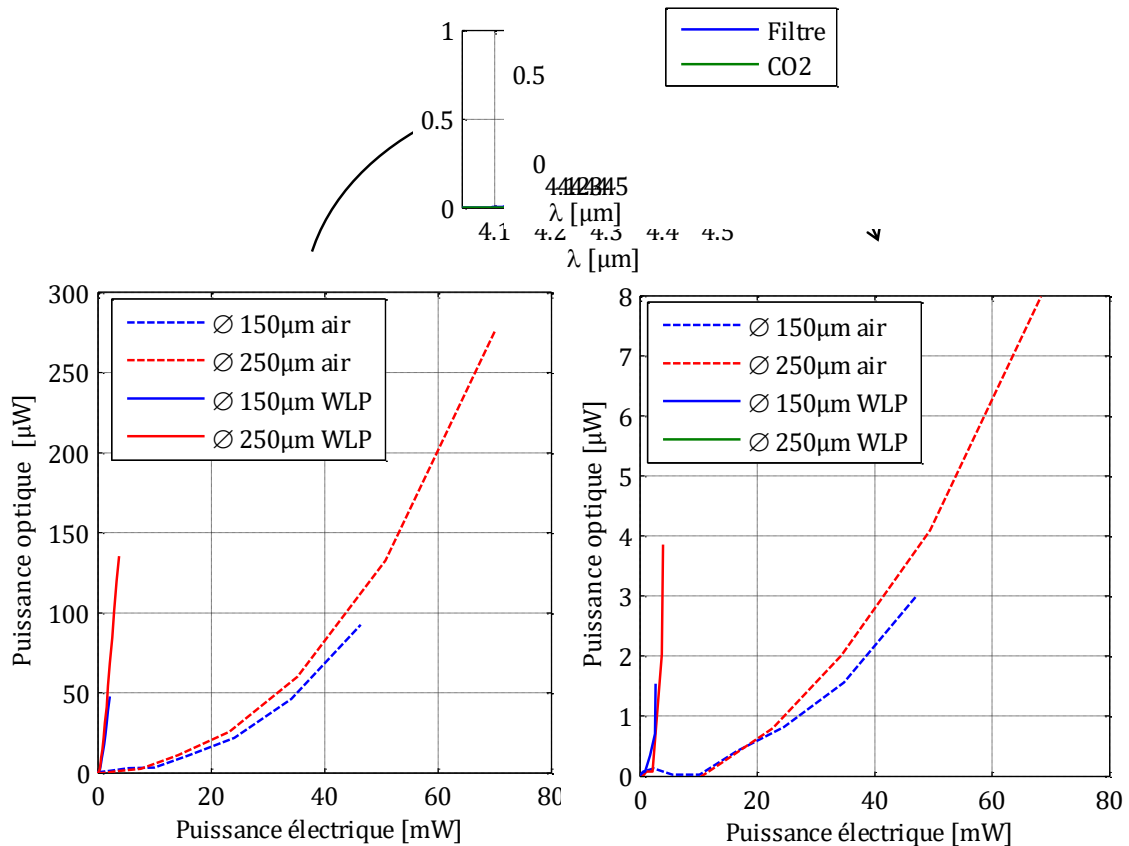


Figure III-22 : Puissance optique émise par les membranes mesurée au puissancemètre en fonction de la puissance électrique consommée avec (droite) et sans (gauche) filtre adapté au CO_2 (au-dessus).

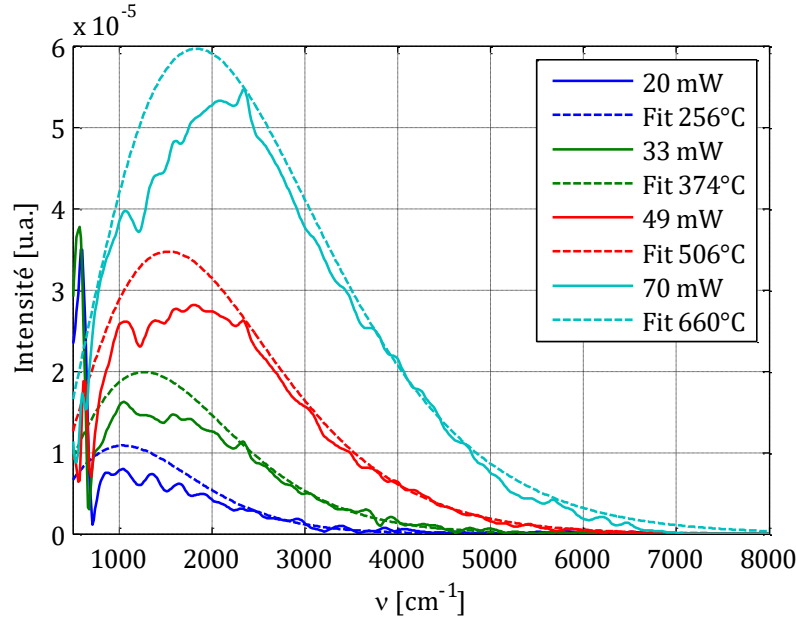
Les courbes obtenues permettent d'avoir directement une idée du rendement des sources. Par exemple, à environ 600°C, une source de 150 µm de diamètre à l'air libre émet 3 µW optiques utiles pour une consommation électrique de 47 mW (Figure III-22, courbe bleue tirée de droite), soit un rendement de $6,4 \cdot 10^{-5}$, proche de celui évalué initialement de $4 \cdot 10^{-5}$ sous des conditions similaires (Chapitre I.D.2). La mise sous vide permet de réduire la consommation, et d'atteindre des rendements plus de dix fois supérieurs, environ $8 \cdot 10^{-4}$. Par ailleurs, l'absence d'antireflets sur le capot impose une perte de 50 % du flux émis (2 interfaces air / silicium), ce qui explique en partie pourquoi on trouve un facteur 10 plutôt que le facteur 20 attendu entre les performances à l'air libre et sous vide.

Ce rendement est encore augmenté en passant à des membranes de 250 µm (courbes rouges), grâce à l'augmentation de la surface d'émission, comme anticipé dans le Chapitre III.B. A l'air libre, on gagne un facteur 2,7 conforme à l'augmentation de la surface émissive, et un facteur plus modeste de 2 pour les membranes sous vide, à cause de leur enroulement qui sera détaillé dans la section suivante. On arrive toutefois à un rendement maximum de l'ordre de 10^{-3} (4 µW/4 mW) pour les dispositifs sous vide, ce qui représente un gain non négligeable par rapport à l'état de l'art précédent.

Le ratio des puissances mesurées avec et sans filtre est de l'ordre de 3 %, en accord avec les calculs précédents pour la bande du CO₂. On valide donc avec ces mesures la réduction de consommation des membranes obtenue grâce à la mise sous vide. Si cette étape tend aussi à réduire le flux utile, l'ajout d'antireflets sur le capot est prévu pour les prochaines versions de sources, et devrait permettre de passer outre cet inconvénient, de sorte à retrouver une émission maximale dans la bande spectrale d'intérêt.

b) Mesures au FTIR

Le second type de mesure optique ayant été mis en place est une mesure spectrale avec un FTIR (ThermoScientific Nicolet iS50), distinct de celui utilisé dans le Chapitre II.C au LCF. On utilise une membrane chauffée comme source externe, dans une configuration similaire à celle utilisée pour caractériser la maquette de MIMs en émission (Figure II-25). Cependant, le flux émis est ici très faible, à cause de la surface réduite de la membrane. Il n'a donc pas été possible de mesurer des spectres en fonction de l'angle, et on se contentera ici de caractérisations effectuées à la normale de l'échantillon. Les mesures ont été effectuées avec un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide, en mode Step-Scan à l'aide d'une détection synchrone pour maximiser le rapport signal sur bruit. Le système a été calibré à l'aide d'un corps noir^[109], afin de mesurer sa responsivité et d'être en mesure de comparer les spectres obtenus à des courbes analytiques de corps noir. Les résultats obtenus avec une membrane de 250 µm non packagée sont présentés sur la Figure III-23.



P_{elec} [mW]	T_{TCR} [°C]	T_{FTIR} [°C]
20	245	256
33	336	374
49	437	506
70	535	660

Figure III-23 : Spectres de l'émission d'une membrane de 250 µm non emballée enregistrés pour différentes puissances d'alimentation et ajustement avec une loi de corps noir. Le tableau compare les valeurs de température déduites à partir du TCR (voir Chapitre III.D.1.a)) ou à partir des spectres.

Une fois divisés par la responsivité du système, les spectres obtenus sont approchés par une loi de corps noir en nombre d'onde, équivalente à celle de l'équation [I.7]. On obtient un accord relativement correct, surtout entre 2000 cm^{-1} et 8000 cm^{-1} (entre $1,25\text{ }\mu\text{m}$ et $5\text{ }\mu\text{m}$), où l'émissivité semble à peu près constante. Les températures obtenues de cette façon peuvent être comparées à celles calculées à partir des mesures précédentes de TCR, et donnent des résultats cohérents malgré les incertitudes inévitables des deux méthodes. On ne se risquera pas ici à présenter une courbe d'émissivité calculée à partir des courbes de la Figure III-23, puisque la normalisation est très complexe à mettre en place étant donné la surface restreinte des sources mesurées.

Cette expérimentation permet de mettre en avant la possibilité de mesurer le spectre des sources, ce qui s'avèrera fondamental pour les membranes nanostructurées afin de comparer les résultats à ceux obtenus sur la maquette du chapitre précédent.

4. Mesures de flèche

En raison de l'important ratio diamètre/épaisseur ($D/e \approx 715$ pour les plus grandes membranes), l'aspect mécanique des structures réalisées doit aussi être pris en compte, que ce soit pour les simulations ou pour les caractérisations. Lors de la fabrication des dispositifs, il est apparu que l'étape de WLP avait pour conséquence néfaste d'enrouler fortement les membranes sur elles-mêmes, comme illustré sur la Figure III-24.

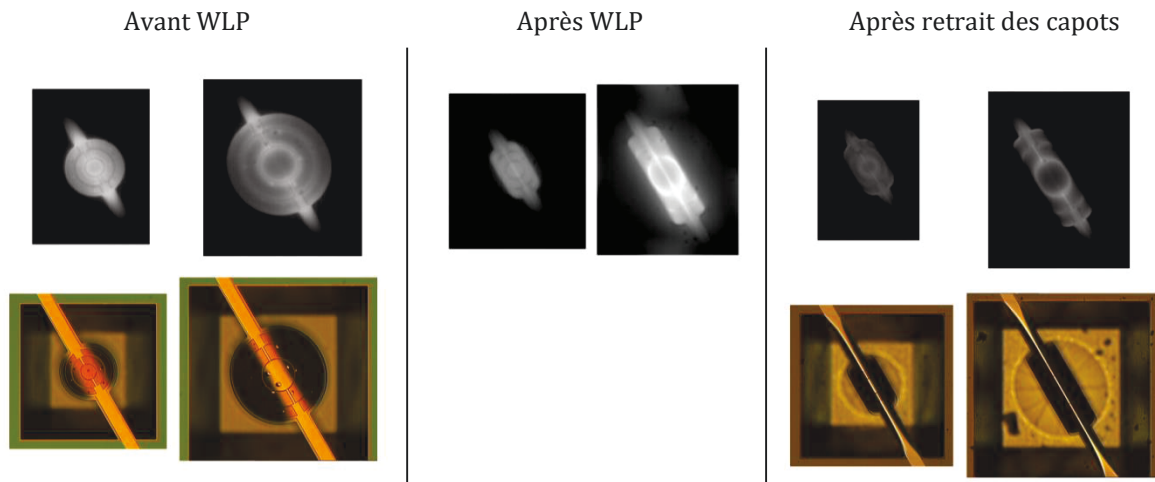


Figure III-24 : Images infrarouges (ligne du dessus) et visibles (ligne du dessous) des membranes de 150 μm et 250 μm avant et après la mise sous vide par WLP, et après avoir soigneusement retiré les capots et remis les membranes à l'air libre.

Si de base les membranes possèdent une légère flèche, l'étape d'encapsulation accentue très fortement celle-ci, au point de réduire sensiblement la surface émissive, en particulier pour les grandes membranes. Cet enroulement reste inchangé même si les membranes sont décapotées, voire arrachées du wafer à l'aide de scotch par exemple (non illustré ici).

La courbure de ces membranes a pu être quantifiée grâce à des mesures effectuées avec un profilomètre Sensofar PLu neox en mode confocal, qui permet d'imager précisément la topologie des échantillons. Les résultats obtenus sont résumés sur la Figure III-25.

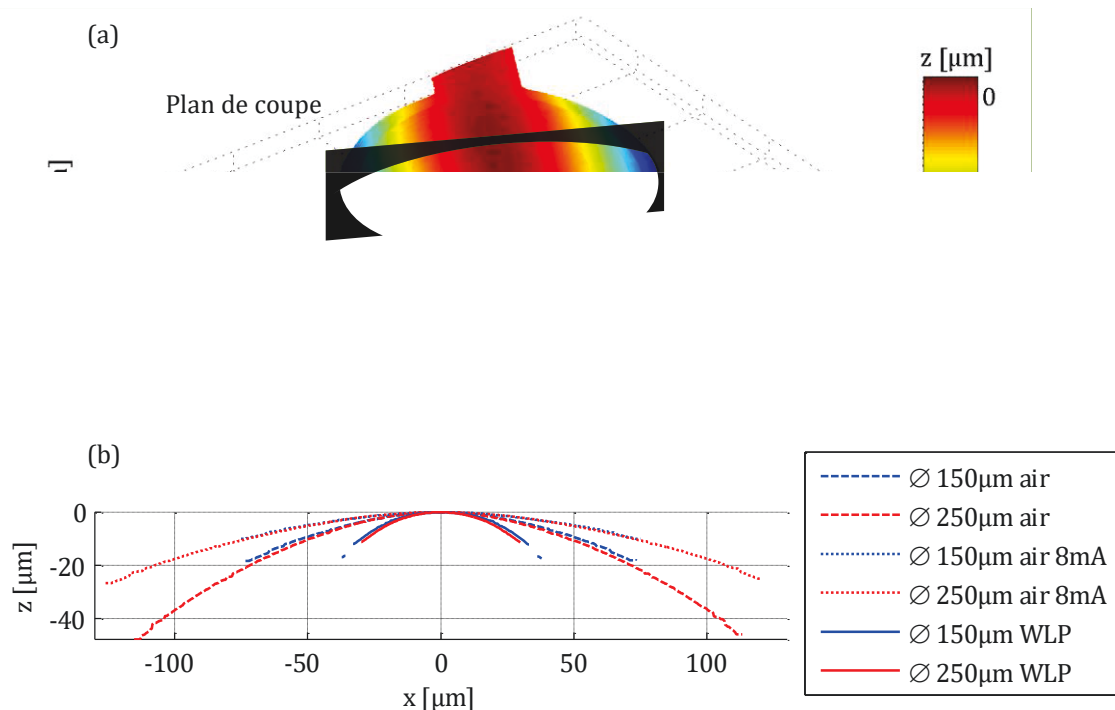


Figure III-25 : (a) Reconstruction 3D par profilométrie optique d'une membrane de 150 μm non packagée alimentée sous 8 mA ; (b) Coupes des membranes selon le plan transverse mettant en évidence l'influence du diamètre, de la mise sous vide par WLP et de la mise sous tension.

Les mesures réalisées mettent en avant une courbure trois fois plus forte après WLP. Dans ce cas, la courbure est telle que le profilomètre ne parvient plus à « voir » la membrane à plus d'une trentaine de

microns du centre, la pente devenant trop prononcée ! La différence entre les membranes de 150 μm et de 250 μm est négligeable, du fait que seules les contraintes surfaciques entre les différentes couches jouent un rôle dans le fléchissement, l'influence du poids propre de la membrane étant négligeable. Le mécanisme principal considéré pour simuler ce comportement est un effet bilame causé par la dilatation thermique pendant le refroidissement des couches après leur dépôt à haute température. Cette hypothèse est étayée par le fait que les membranes se redressent lorsqu'elles chauffent, comme l'indique la flèche mesurée lorsque les structures sont alimentées sous 8 mA. Toutefois, si ce mécanisme peut expliquer la courbure des membranes avant WLP, il ne peut pas justifier l'importante courbure après l'encapsulation.

Après avoir considéré toutes sortes de causes possibles pour expliquer ce comportement anormal, il est apparu qu'un nettoyage de surface préliminaire à l'encapsulation gravait une partie du nitrure supérieur, modifiant de ce fait le profil des contraintes de l'empilement et causant l'enroulement des membranes. Depuis, des résultats encourageants ont été obtenus pour pallier cet effet, et ce problème ne devrait plus impacter les futures membranes. Par sécurité, des variantes de membranes avec deux bras supplémentaires (voir Chapitre III.A) ont quand même été conçues, qui seront de toute façon nécessaires pour aller vers des dispositifs de plus grand diamètre.

5. Mesures dans un prototype de capteur de CO_2

Pour finir cette campagne de mesures, les sources ont été testées dans un prototype complet de capteur de gaz. Ce travail a été réalisé avec Fabien Laulagnet, technicien au LETI. Les puces sont collées sur un support situé sur une platine trois axes. Le capteur en lui-même est composé d'un tube métallique d'environ 50 mm, au bout duquel se trouve un détecteur pyrométrique (Pyreos PY-ITV-SINGLE-TO39) avec un filtre CO_2 intégré. Une lentille (Thorlabs C036TME-E) à l'entrée du tube permet à la fois de garantir l'étanchéité de la cavité et de collecter un maximum de flux en provenance de la source. Une lentille identique est située juste avant le détecteur, afin de focaliser les rayons sur la zone active du détecteur. Deux trous ont été percés dans le tube, et permettent de faire circuler un gaz prédéfini, ici du CO_2 , à différentes concentrations. Différentes sources peuvent être sélectionnées à l'aide de la platine trois axes. Une photographie du montage est donnée sur la Figure III-26. Il est aussi possible de monter la source dans un boîtier standard et de la fixer au bout du tube, afin d'obtenir un capteur tout-en-un.

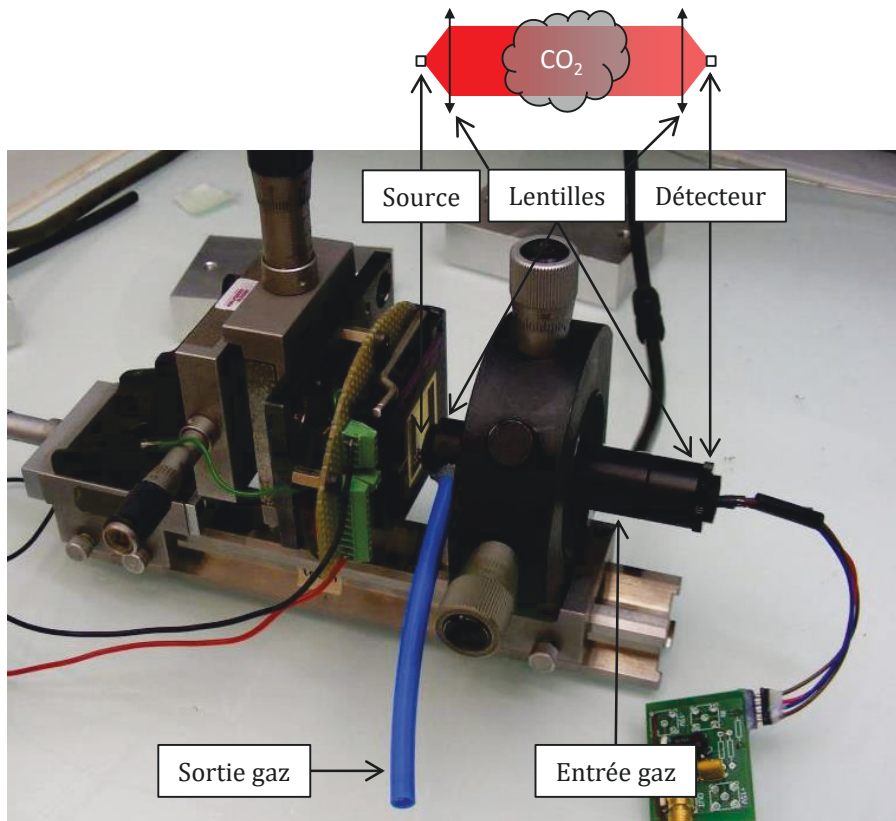


Figure III-26 : Montage utilisé pour la mesure de concentration de CO₂. La source est alignée face à la chambre de mesure au bout duquel se trouve le détecteur. Une paire de lentilles en entrée et en sortie permet d'imager la source sur ce détecteur. Le gaz est injecté via des accès spécifiques.

Pour tester ce prototype, on effectue des mesures séquentielles à une fréquence de 1 Hz : la source est allumée pendant 150 ms, puis éteinte pendant 850 ms périodiquement. Le détecteur reste allumé et on enregistre la tension mesurée en fonction du temps. A l'aide d'un banc de dilution, on injecte du CO₂ à une concentration précise dans la cellule avec un débit fixé. La concentration est augmentée toutes les 10 mn, de 0 ppm (100 % d'azote) à 3 000 ppm. Le temps d'établissement de la concentration du gaz est relativement court, étant donné le faible volume de la chambre. La Figure III-27 présente les courbes obtenues en utilisant deux sources différentes :

- Une membrane de 150 μm de diamètre non packagée, alimentée sous $P_{\text{elec}} = 38 \text{ mW}$
- Une membrane de 250 μm de diamètre packagée sous vide, alimentée sous $P_{\text{elec}} = 1 \text{ mW}$

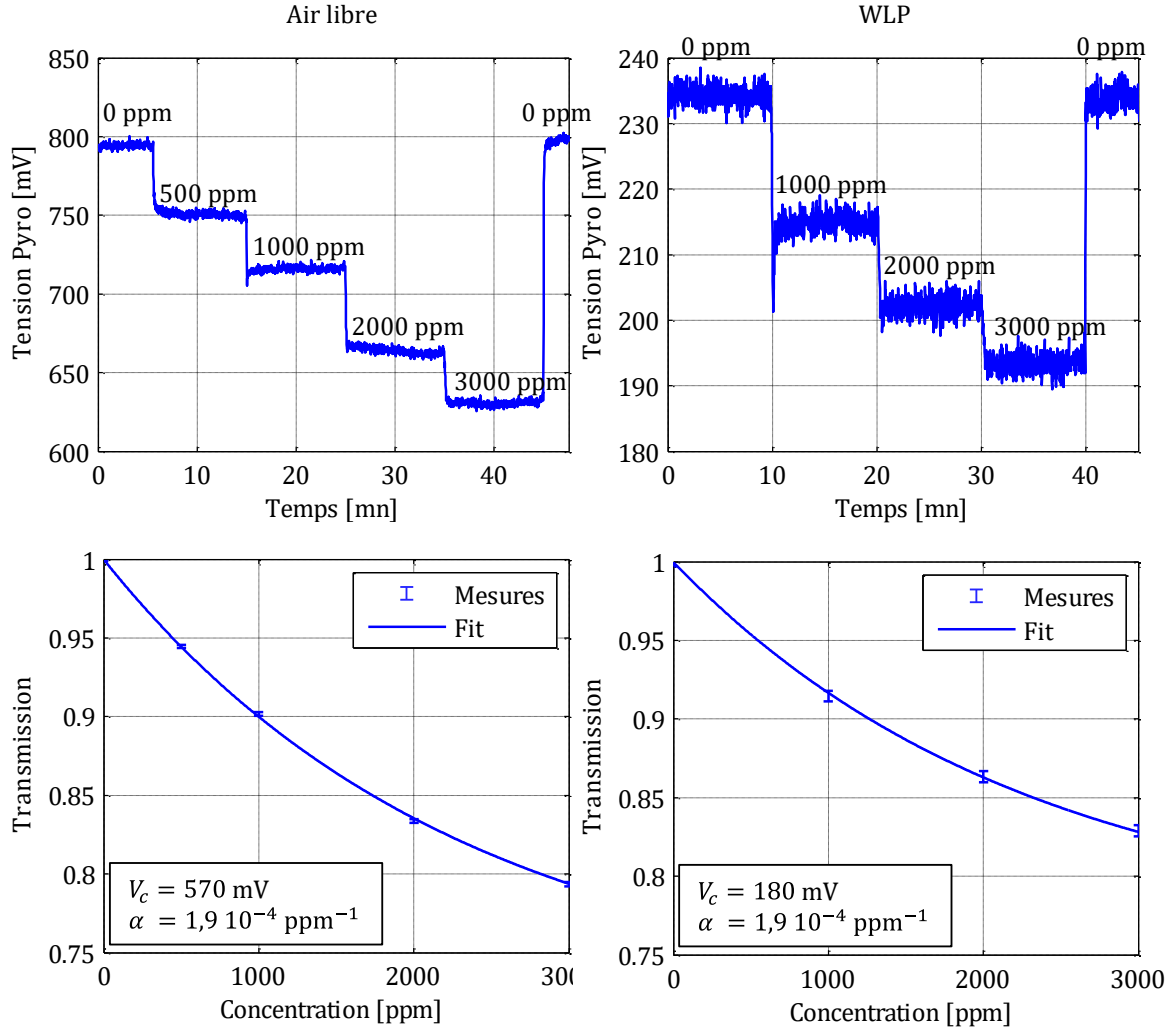


Figure III-27 : Mesures de concentration de CO₂ à l'aide d'une membrane de 150 µm non packagée (gauche) et une membrane de 250 µm packagée sous vide (droite). En haut, la réponse du détecteur à un échelon de concentrations. En bas, la transmission moyenne pour chaque palier, avec le fit (V_c , α) par la loi de Beer-Lambert de l'équation [III.16]. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type du signal mesuré à chaque palier.

Dans les deux cas, chaque palier de concentration mène à une variation claire du signal mesuré par le détecteur pyroélectrique. Lorsque la cellule est remise sous azote, le niveau mesuré est égal à celui du départ, signe de l'absence de dérive du capteur.

Pour chaque palier de concentration, on calcule ensuite la tension moyenne. On fitte le résultat à une loi de Beer-Lambert légèrement modifiée :

$$V = (V_0 - V_c) 10^{-\alpha C} + V_c \quad [\text{III.16}]$$

avec C la concentration, V le signal mesuré et $V_0 = V(C = 0)$ le signal mesuré à concentration nulle. On cherche à estimer les termes V_c et α afin d'approcher au mieux les valeurs obtenues expérimentalement. $\alpha = \epsilon L$ est le produit de la longueur de la cavité L et de l'absorptivité du gaz ϵ . Le terme V_c correspond à une valeur plancher de tension, qui permet notamment de s'affranchir des problèmes de moyennage spectral de l'émissivité. On obtient dans les deux cas $\alpha = 1,9 \cdot 10^{-4} \text{ ppm}^{-1}$, soit une absorptivité moyenne $\epsilon \approx 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ ppm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, cohérente avec le spectre d'absorption du CO₂ présenté par exemple sur la Figure I-14. Concernant la tension plancher, on a pour les deux mesures $V_c \approx \frac{3}{4} V_0$. On rapporte sur les points de mesure l'écart-type du signal enregistré, qui permet d'avoir une idée de la précision du

résultat calculé. Pour $C = 1\,000$ ppm, avec la membrane de $150\,\mu\text{m}$ non packagée, on a une incertitude d'environ 30 ppm, contre 100 ppm pour la membrane de $250\,\mu\text{m}$ packagée.

Le fait que l'incertitude soit environ trois fois plus importante dans le second cas, malgré la surface plus importante de la source est principalement dû au signal plus faible, qui s'explique par plusieurs facteurs :

- L'absence d'antireflets sur le capot réduit de moitié le flux extrait de la source,
- Les membranes packagées sont fortement enroulées (Chapitre III.D.4), d'où une réduction de la surface d'émission et donc du flux émis,
- Les membranes WLP sont opérées à plus basse température que celles à l'air libre, car elles présentent une dérive importante lorsqu'elles sont alimentées par des puissances supérieures au milliwatt, pour des raisons qui restent à éclaircir.

Néanmoins, au vu de la réduction massive d'énergie consommée par la source (d'un facteur quarante), la performance atteinte ici est remarquable. On note finalement que le compromis entre la précision et la consommation peut être modifié aisément en moyennant sur plusieurs mesures. Ainsi, utilisée en l'état, la source ne consomme qu'une énergie $E = Pt = 0,15$ mJ par mesure. Pour une énergie disponible de 5 mJ, on peut donc moyennner sur une trentaine de points, ce qui peut diminuer l'écart type au maximum d'un facteur $\sqrt{30} \approx 5,5$. On approcherait alors dans ce cas de performances commerciales, avec une précision d'une vingtaine de parties par million (20 ppm), soit environ 5 % de la concentration moyenne dans l'air.

De nombreuses pistes sont envisagées pour améliorer ce prototype, tant du point de vue de la source (ajout de nanostructures, diamètre plus important, réduction de la courbure...), du packaging (ajout d'antireflets sur le capot), de la cavité (remplacement des lentilles par des miroirs, cavité repliée, voie de référence), ou encore du traitement du signal (minimisation du bruit). On espère donc être en mesure de présenter à moyen terme un prototype présentant des performances bien supérieures à celles démontrées ici.

Pour conclure sur toutes ces caractérisations, on a démontré électriquement et optiquement le gain apporté par l'augmentation du rayon et la mise sous vide des membranes. Ce vide a été estimé, et est suffisant pour minimiser la consommation des sources. Toutefois, la forte courbure des membranes après le WLP réduit assez fortement la surface d'émission. L'origine de ce phénomène a été identifiée et celui-ci ne devrait plus affecter les prochains dispositifs. Finalement, on a montré la possibilité de réaliser des mesures de CO_2 dans un prototype, atteignant une précision d'environ 100 ppm pour une consommation de la source de 0,15 mJ, qui permet d'envisager à moyen terme des dispositifs en mesure de se confronter à l'état de l'art de ces capteurs. Pour comparaison, le détecteur commercial COZIR², qui est un des plus basses consommations sur le marché, consomme en moyenne 3,5 mW pour deux mesures par seconde, avec une précision annoncée de ± 50 ppm. Avec le prototype présenté ci-dessus, la consommation de la source seule pour ce même taux de deux mesures par seconde ne s'élève qu'à 0,3 mW, pour une résolution équivalente. Même en rajoutant la consommation du détecteur et de l'électronique, les performances de ce prototype donnent d'ores et déjà des tendances très flatteuses, avec une marge pour arbitrer entre amélioration de consommation et de résolution.

² <http://www.co2meter.com/collections/co2-sensors/products/cozir-0-2-co2-sensor>

Conclusion

Dans ce chapitre, on a mis en avant les différentes stratégies à adopter afin d'augmenter l'efficacité de la source du point de vue thermique. Dans un premier temps, on a simulé sous Comsol l'influence de la disposition des pistes métalliques sur le profil de température obtenu, et le rendement théorique de la membrane. Une optimisation globale des paramètres de ces pistes par un algorithme évolutionnaire a permis de trouver des designs optimaux, permettant de maximiser soit la température moyenne, soit l'efficacité. Ces designs seront implémentés dans la prochaine version des microsources.

Puis, à l'aide d'un modèle très simplifié, on a étudié la dynamique du chauffage de la membrane, afin de trouver le compromis entre la durée de chauffe et le rayon de la membrane lorsque la température maximale et l'énergie disponible sont imposées. L'influence de l'émissivité a été prise en compte, et on montre que les meilleurs résultats sont obtenus lorsque le diamètre et le temps de chauffe sont tels que l'énergie disponible permet tout juste d'atteindre le régime permanent. On met aussi l'accent sur l'importance d'améliorer à la fois l'aspect thermique et l'aspect optique des dispositifs, pour une augmentation maximale de l'efficacité, avec de très bons résultats en perspectives pour les sources nanostructurées.

Finalement, après avoir détaillé les étapes de fabrication des membranes et en particulier le processus de mise sous vide par WLP, on présente les résultats de caractérisation obtenus pour des membranes sans nanostructures de 150 μm et 250 μm de diamètre. De nombreux tests sont mis en place, pour vérifier le comportement électrique, optique et mécanique des membranes, mesurer le vide, estimer la température, jusqu'à un test concluant dans un prototype de capteur de CO_2 . En conclusion de toutes ces mesures, on est à même de valider le gain important amené à la fois par la mise sous vide des sources et par l'augmentation de leur diamètre, malgré quelques problèmes restant à régler (antireflets, durabilité) avec des solutions en bonne voie. La version finale des sources, qui intègre les nanostructures et devrait résoudre une partie des problèmes susmentionnés, n'a hélas pas pu être réalisée dans le temps imparti pour cette thèse. Néanmoins, toutes les caractérisations et leur mode opératoire ont été mis en place, et on espère obtenir de nouveau un gain substantiel sur les performances pour cette troisième version de membranes suspendues. La comparaison avec des dispositifs commerciaux donne d'ores et déjà des tendances flatteuses.

Conclusion

Durant ces trois années de doctorat, je me suis attaché à étudier en profondeur les phénomènes physiques qui régissent le comportement des microsources chauffantes, et à imaginer comment améliorer les performances de ces dernières.

Après s'être imprégné de l'état de l'art dans le domaine des capteurs de gaz infrarouges, une première partie du travail a consisté à modéliser la membrane développée au LETI. Différentes approches ont été implémentées et utilisées au cours de cette thèse, du simple modèle analytique à la simulation numérique multiphysique complète en élément finis. La comparaison des résultats obtenus avec chacun de ces outils a permis de mieux comprendre les liens de causalité entre les différents paramètres des sources et leurs performances, et de dégager deux axes de travail principaux pour maximiser l'efficacité spectrale d'émission des membranes : une optimisation optique, afin de n'émettre que la bonne longueur d'onde dans la bonne direction, et une optimisation thermique, pour renforcer le rayonnement par rapport aux autres flux de déperdition de chaleur.

La partie optique de ce travail, réalisée en collaboration avec Daniele Costantini, post-doctorant au LCF, a consisté à trouver une nouvelle façon de structurer les membranes afin de contrôler spectralement et angulairement leur émissivité. Après avoir passé en revue l'état de l'art dans le domaine des cristaux photoniques et de la plasmonique, il s'est avéré que ce sont les résonateurs MIMs (Métal/Isolant/Métal) qui sont les plus aptes à remplir ce cahier des charges. Très compactes, ces structures possèdent une résonance spectrale facilement accordable, mais ne sont pas sélectifs angulairement. Un des principaux résultats de cette thèse a été d'ajouter un contrôle angulaire à ces résonateurs, en frustrant la résonance aux grands angles par un déséquilibre du couplage critique. Une maquette de ces structures a ensuite été réalisée en salle blanche, et les caractéristiques mesurées par spectrométrie en émission et en absorption ont été validées par rapport aux simulations.

Du point de vue thermique, l'augmentation de l'efficacité s'est faite via trois points. Dans un premier temps, la mise sous vide a permis de réduire la consommation d'un facteur vingt, et a donc été mise en place technologiquement par un procédé de WLP (*Wafer Level Packaging*). Dans un second temps, on a modifié la géométrie des pistes permettant de chauffer la membrane, de sorte à maximiser la température moyenne ou l'efficacité. L'utilisation d'un algorithme évolutionnaire a permis d'optimiser simultanément un total de dix paramètres, et les résultats mettent en avant les mécanismes importants de la phase de chauffage. Finalement, une étude en régime dynamique a mis en évidence la nécessité de trouver un compromis entre le rayon de la source et la durée de la chauffe, lorsque la température maximale et l'énergie disponible sont imposées. L'équilibre entre optimisation thermique et optique a aussi été clarifié, en mettant notamment l'accent sur le rôle de l'émissivité des membranes.

Pour finir, des membranes sans nanostructures ont été fabriquées et caractérisées. L'utilisation d'un testeur automatisé a permis de comparer les résultats notamment électriques de plusieurs centaines de membranes, et d'étudier ainsi la dispersion sur le wafer. En mesurant le coefficient de température (TCR) des pistes, on a pu ainsi estimer la température de chauffe des membranes. Cette température a aussi été approximée en mesurant le spectre d'émission des sources, et donne des résultats comparables. Des mesures de flux optique permettent de calculer le rendement total des sources, et de comparer celui-ci aux estimations précédentes. Des mesures de flèche ont mis en avant un des principaux problèmes de ces sources, à savoir la forte courbure des membranes. Heureusement,

l'origine de ce phénomène a été identifiée, et celui-ci ne devrait pas affecter la prochaine génération de membranes. Pour finir, ces sources ont été implémentées dans un prototype complet de capteur de CO₂, et ont permis d'atteindre une précision de quelques dizaines de parties par million pour une consommation de l'ordre du milliwatt, rivalisant ainsi l'état de l'art mondial dans le domaine.

Pour conclure ce travail, la figure ci-dessous présente quantitativement les six sources de pertes principales qui permettent de passer de la puissance électrique fournie P_{in} à la puissance utile finale P_{out} . Trois sources différentes sont considérées : la membrane initiale de 150 μm non packagée, la membrane de 250 μm WLP testée dans le Chapitre III.D, et une membrane de 250 μm WLP avec nanostructures telle qu'espérée pour la prochaine version. Les données sont extraites à la fois des simulations et des mesures expérimentales.

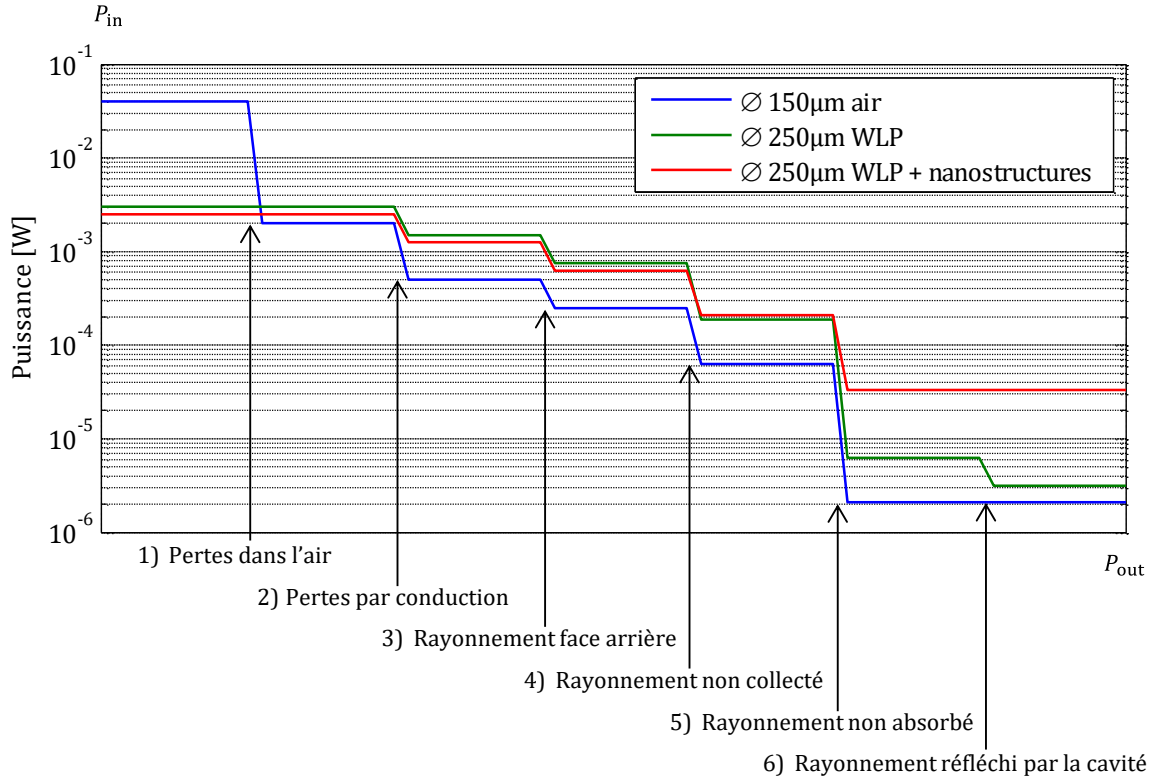
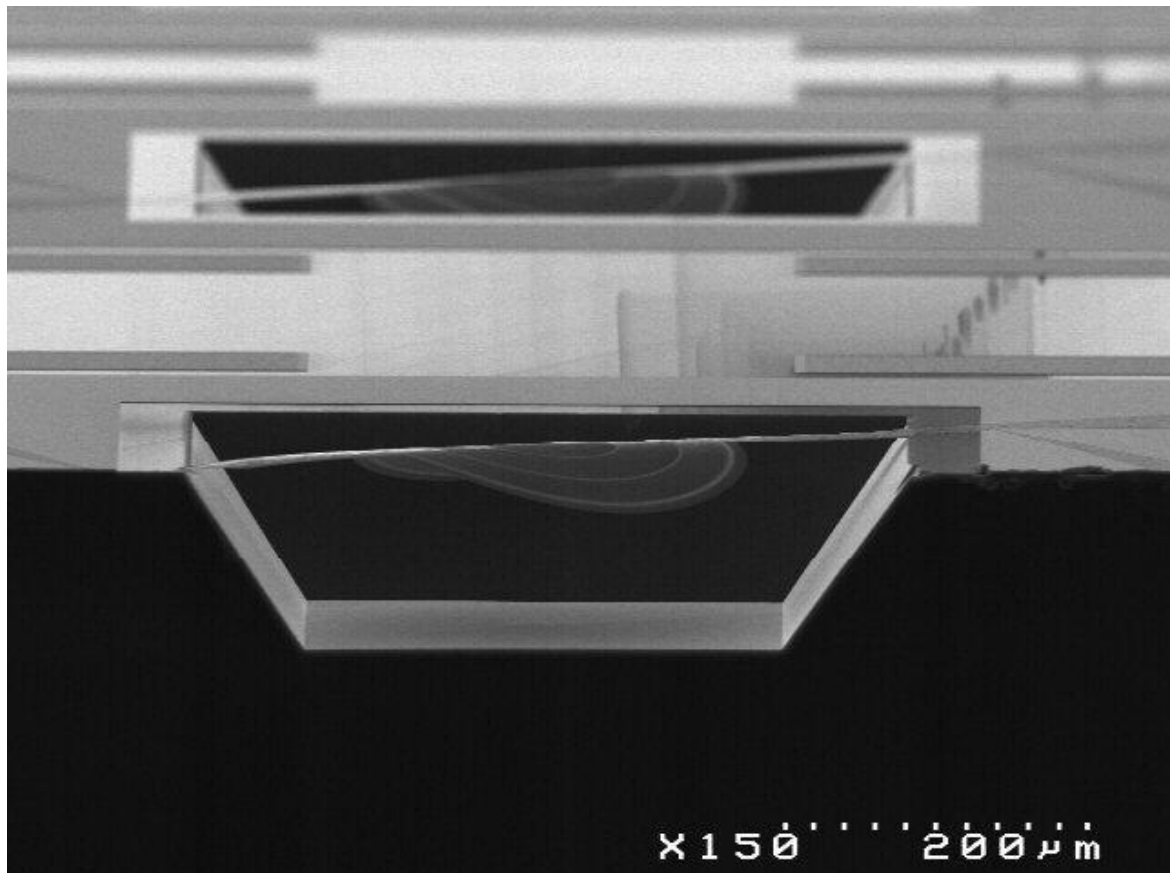


Illustration des sources de pertes pour passer de la puissance consommée au flux utile pour trois membranes différentes : 150 μm non packagée, 250 μm packagée et 250 μm packagée avec les nanostructures (prospectif).

Sur cette figure, la réduction de consommation engendrée par la mise sous vide est par exemple visible directement par la suppression de la première marche, qui fait passer la puissance consommée P_{in} de 40 mW à environ 3 mW. L'augmentation de la surface permet de limiter l'influence des pertes conductives, mais le capot réduit d'un facteur deux le flux final. En ce qui concerne la nouvelle génération de membranes nanostructurées, on s'attend à gagner un ordre de grandeur sur le flux émis, en utilisant des antireflets sur le capot et en tirant parti de l'augmentation de l'émissivité, qui réduit d'un facteur cinq l'avant-dernière marche correspondant au rayonnement dans la fenêtre d'intérêt. Dans chaque cas, le rendement correspond à la baisse totale de P_{in} à P_{out} . Cette figure permet de bien mettre en perspective le travail effectué durant ce doctorat, et d'avoir un aperçu de ce qu'il reste à améliorer pour aller vers des sources encore plus efficaces.

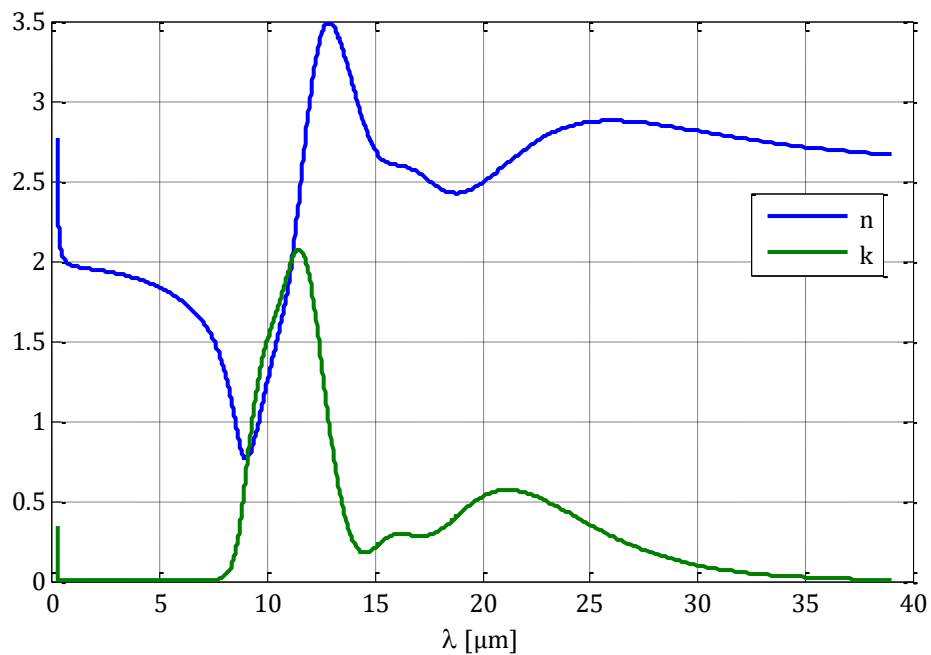
Le travail réalisé durant cette thèse s'est révélé largement pluridisciplinaire, à la frontière entre thermique, optique, photonique, mécanique et touchant même au traitement du signal. Le passage de la simulation à la fabrication, puis à la caractérisation a permis une compréhension globale des dispositifs étudiés. Il est regrettable que les sources nanostructurées, réel objectif de cette thèse, n'aient pu être

implémentées pendant ces trois années, à l'image de ce qu'ont récemment démontré Miyazaki *et al.*^[110]. Cependant, le développement des microsources se poursuit, sous l'impulsion de la start-up *eLichens*³ créée en 2014 au sein du LETI pour commercialiser des capteurs de gaz miniatures basés sur la technologie développée dans cette thèse.



³ <http://elichens.com/>

Annexe : indices du Si_3N_4



Indices optiques du Si_3N_4 utilisé pour la réalisation des membranes, mesuré avec deux ellipsomètres Woollam M2000 (UV-visible-proche infrarouge) et IR-VASE (infrarouge).

Bibliographie

- [1] Satish, U., Mendell, M. J., Shekhar, K., Hotchi, T., Sullivan, D., Streufert, S. & Fisk, W. (Bill) J. Is CO₂ an Indoor Pollutant? Direct Effects of Low-to-Moderate CO₂ Concentrations on Human Decision-Making Performance. *Environ. Health Perspect.* (2012).
- [2] Mine Safety Appliances. *Gas detection handbook*. (2007).
- [3] Emmerich, S. J. & Persily, A. K. State-of-the-Art Review of CO₂ Demand Controlled Ventilation Technology and Application. (2001).
- [4] Nassif, N. A robust CO₂-based demand-controlled ventilation control strategy for multi-zone HVAC systems. *Energy Build.* **45**, 72–81 (2012).
- [5] International Sensor Technology. *Hazardous Gas Monitors*. (2008).
- [6] Liu, X., Cheng, S., Liu, H., Hu, S. & Zhang, D. A Survey on Gas Sensing Technology. *Sensors* **12**, 9635–9665 (2012).
- [7] Clark, L. C. Electrochemical device for chemical analysis. (1959).
- [8] Naoyoshi, T. Gas detecting device. (1972).
- [9] Bergveld, P. Thirty years of ISFETOLOGY: What happened in the past 30 years and what may happen in the next 30 years. *Sens. Actuators B Chem.* **88**, 1–20 (2003).
- [10] Neri, G. First Fifty Years of Chemoresistive Gas Sensors. *Chemosensors* **3**, 1–20 (2015).
- [11] Rothman, L. S., Rinsland, C. P., Goldman, A., Massie, S. T., Edwards, D. P., Flaud, J.-M., Perrin, A., Camy-Peyret, C., Dana, V., Mandin, J.-Y., Schroeder, J., McCann, A., Gamache, R. R., Wattson, R. B., Yoshino, K., Chance, K. V., Jucks, K. W., Brown, L. R., Nemtchinov, V. & Varanasi, P. The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **60**, 665–710 (1998).
- [12] Hodgkinson, J. & Tatam, R. P. Optical gas sensing: a review. *Meas. Sci. Technol.* **24**, 012004 (2013).
- [13] Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A. L. & Cho, A. Y. Quantum Cascade Laser. *Science* **264**, 553–556 (1994).
- [14] Bogue, R. Recent developments in MEMS sensors: a review of applications, markets and technologies. *Sens. Rev.* **33**, 300–304 (2013).
- [15] Demarne, V. & Grisel, A. An integrated low-power thin-film CO gas sensor on silicon. *Sens. Actuators* **13**, 301–313 (1988).
- [16] Bauer, D., Heeger, M., Gebhard, M. & Benecke, W. Design and fabrication of a thermal infrared emitter. *Sens. Actuators Phys.* **55**, 57–63 (1996).
- [17] Spannhake, J., Schulz, O., Helwig, A., Krenkow, A., Müller, G. & Doll, T. High-temperature MEMS Heater Platforms: Long-term Performance of Metal and Semiconductor Heater Materials. *Sensors* **6**, 405–419 (2006).
- [18] Hildenbrand, J., Korvink, J., Wollenstein, J., Peter, C., Kurzinger, A., Naumann, F., Ebert, M. & Lamprecht, F. Micromachined Mid-Infrared Emitter for Fast Transient Temperature Operation for Optical Gas Sensing Systems. *IEEE Sens. J.* **10**, 353–362 (2010).
- [19] Xu, L., Li, T., Gao, X. & Wang, Y. Development of a Reliable Micro-Hotplate With Low Power Consumption. *IEEE Sens. J.* **11**, 913–919 (2011).
- [20] Mele, L., Santagata, F., Iervolino, E., Mihailovic, M., Rossi, T., Tran, A. T., Schellevis, H., Creemer, J. F. & Sarro, P. M. A molybdenum MEMS microhotplate for high-temperature operation. *Sens. Actuators Phys.* **188**, 173–180 (2012).

-
- [21] Ali, S. Z., Udrea, F., Milne, W. I. & Gardner, J. W. Tungsten-Based SOI Microhotplates for Smart Gas Sensors. *J. Microelectromechanical Syst.* **17**, 1408–1417 (2008).
- [22] Barritault, P., Brun, M., Gidon, S. & Nicoletti, S. Mid-IR source based on a free-standing microhotplate for autonomous CO₂ sensing in indoor applications. *Sens. Actuators Phys.* **172**, 379–385 (2011).
- [23] Barritault, P., Brun, M., Lartigue, O., Nicoletti, S., Willemin, J., Ouvrier-Buffet, J.-L. & Pocas, S. Low power CO₂ NDIR sensing using a micro-bolometer detector and a micro-hotplate IR-source. *Sens. Actuators B Chem.* (2013).
- [24] Schulz, O., Müller, G., Lloyd, M. & Ferber, A. Impact of environmental parameters on the emission intensity of micromachined infrared sources. *Sens. Actuators Phys.* **121**, 172–180 (2005).
- [25] Jannot, Y. *Transferts thermiques*. (2012).
- [26] Gawarikar, A. S., Shea, R. P. & Talghader, J. J. Radiation efficiency of narrowband coherent thermal emitters. *AIP Adv.* **2**, 032113–032113–7 (2012).
- [27] Becker, W., Fettig, R., Gaymann, A. & Ruppel, W. Black gold deposits as absorbers for far infrared radiation. *Phys. Status Solidi B* **194**, 241–255 (1996).
- [28] Jasek, K., Puton, J., Siodlowski, B. & Knap, A. Platinum-black coatings for infrared emitters. in **5124**, 92–95 (2003).
- [29] Vorobyev, A. Y. & Guo, C. Colorizing metals with femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 041914 (2008).
- [30] Mizuno, K., Ishii, J., Kishida, H., Hayamizu, Y., Yasuda, S., Futaba, D. N., Yumura, M. & Hata, K. A black body absorber from vertically aligned single-walled carbon nanotubes. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **106**, 6044–6047 (2009).
- [31] Luca, A. D., Cole, M. T., Fasoli, A., Ali, S. Z., Udrea, F. & Milne, W. I. Enhanced infra-red emission from sub-millimeter microelectromechanical systems micro hotplates via inkjet deposited carbon nanoparticles and fullerenes. *J. Appl. Phys.* **113**, 214907 (2013).
- [32] Müller, L., Käßlinger, I., Biermann, S., Brode, W. & Hoffmann, M. Infrared emitting nanostructures for highly efficient microhotplates. *J. Micromechanics Microengineering* **24**, 035014 (2014).
- [33] Youngsuk Nam, Y. X. Y. Solar thermophotovoltaic energy conversion systems with two-dimensional tantalum photonic crystal absorbers and emitters. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **122**, 287–296 (2014).
- [34] Lenert, A., Bierman, D. M., Nam, Y., Chan, W. R., Celanović, I., Soljačić, M. & Wang, E. N. A nanophotonic solar thermophotovoltaic device. *Nat. Nanotechnol.* **9**, 126–130 (2014).
- [35] Maier, T. & Brueckl, H. Multispectral microbolometers for the midinfrared. *Opt. Lett.* **35**, 3766–3768 (2010).
- [36] Niesler, F. B. P., Gansel, J. K., Fischbach, S. & Wegener, M. Metamaterial metal-based bolometers. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 203508 (2012).
- [37] Inoue, T., Zoysa, M. D., Asano, T. & Noda, S. Filter-free nondispersive infrared sensing using narrow-bandwidth mid-infrared thermal emitters. *Appl. Phys. Express* **7**, 012103 (2014).
- [38] Inoue, T., De Zoysa, M., Asano, T. & Noda, S. Realization of narrowband thermal emission with optical nanostructures. *Optica* **2**, 27–35 (2015).
- [39] Watts, C. M., Liu, X. & Padilla, W. J. Metamaterial Electromagnetic Wave Absorbers. *Adv. Mater.* **24**, OP98–OP120 (2012).
- [40] Cui, Y., He, Y., Jin, Y., Ding, F., Yang, L., Ye, Y., Zhong, S., Lin, Y. & He, S. Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers. *Laser Photonics Rev.* **8**, 495–520 (2014).
- [41] Inoue, T., Zoysa, M. D., Asano, T. & Noda, S. Realization of dynamic thermal emission control. *Nat. Mater.* **13**, 928–931 (2014).
- [42] Greffet, J.-J., Carminati, R., Joulain, K., Mulet, J.-P., Mainguy, S. & Chen, Y. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature* **416**, 61–64 (2002).

- [43] Drevillon, J., Joulain, K., Ben-Abdallah, P. & Nefzaoui, E. Far field coherent thermal emission from a bilayer structure. *J. Appl. Phys.* **109**, 034315–034315 (2011).
- [44] Chen, L. F., Ong, C. K., Neo, C. P., Varadan, V. V. & Varadan, V. K. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization*. (John Wiley & Sons, 2004).
- [45] Saville, P. Review of Radar Absorbing Materials. *Def. RD Can.* 62 (2004).
- [46] Salisbury, W. Absorbent body for electromagnetic waves. (1952).
- [47] Mayrwöger, J., Mitterer, C., Reichl, W., Krutzler, C. & Jakoby, B. Fabry-Perot-based thin film structure used as IR-emitter of an NDIR gas sensor: ray tracing simulations and measurements. in **8066**, 80660K–80660K–10 (2011).
- [48] Lee, B. J. & Zhang, Z. M. Design and fabrication of planar multilayer structures with coherent thermal emission characteristics. *J. Appl. Phys.* **100**, 063529 (2006).
- [49] Saville, P. Optimisation of Dallenbach Layers Using Real Materials. *Def. RD Can.* 36 (2006).
- [50] Cheldavi, A. & Kamarei, M. Optimum design of N sheet capacitive Jaumann absorber using genetic algorithm. in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1997. IEEE., 1997 Digest* **4**, 2296–2299 vol.4 (1997).
- [51] Yon, J. J., Astier, A., Bisotto, S., Chamingis, G., Durand, A., Martin, J. L., Mottin, E., Ouvrier-Buffet, J. L. & Tissot, J. L. First demonstration of 25 μm pitch uncooled amorphous silicon microbolometer IRFPA at LETI-LIR. in **5783**, 432–440 (2005).
- [52] Celanovic, I., Perreault, D. & Kassakian, J. Resonant-cavity enhanced thermal emission. *Phys. Rev. B* **72**, 075127 (2005).
- [53] Liang, H., Lai, J. & Zhou, Z. Ultra-narrowband infrared thermal emitter based on Fabry–Perot-like vacuum resonance cavity. *J. Opt. Pure Appl. Opt.* **11**, 105001 (2009).
- [54] Granier, C. H., Afzal, F. O., Min, C., Dowling, J. P. & Veronis, G. Optimized aperiodic highly directional narrowband infrared emitters. *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1316–1321 (2014).
- [55] Laroche, M., Carminati, R. & Greffet, J.-J. Coherent thermal antenna using a photonic crystal slab. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 123903 (2006).
- [56] Piper, J. R. & Fan, S. Total Absorption in a Graphene Monolayer in the Optical Regime by Critical Coupling with a Photonic Crystal Guided Resonance. *ACS Photonics* **1**, 347–353 (2014).
- [57] Molesky, S., Dewalt, C. J. & Jacob, Z. High temperature epsilon-near-zero and epsilon-near-pole metamaterial emitters for thermophotovoltaics. *Opt. Express* **21**, A96 (2013).
- [58] Greffet, J.-J. in *Plasmonics* (eds. Enoch, S. & Bonod, N.) 105–148 (Springer Berlin Heidelberg, 2012).
- [59] Raether, H. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. (Springer, 1988).
- [60] Sambles, J. R., Bradbery, G. W. & Yang, F. Optical excitation of surface plasmons: An introduction. *Contemp. Phys.* **32**, 173–183 (1991).
- [61] Marquier, F., Joulain, K., Mulet, J.-P., Carminati, R., Greffet, J.-J. & Chen, Y. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Phys. Rev. B* **69**, 155412 (2004).
- [62] Laroche, M., Arnold, C., Marquier, F., Carminati, R., Greffet, J.-J., Collin, S., Bardou, N. & Pelouard, J.-L. Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source. *Opt. Lett.* **30**, 2623 (2005).
- [63] Laroche, M., Marquier, F., Carminati, R. & Greffet, J.-J. Tailoring silicon radiative properties. *Opt. Commun.* **250**, 316–320 (2005).
- [64] Marquier, F., Arnold, C., Laroche, M., Greffet, J. J. & Chen, Y. Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves. *Opt. Express* **16**, 5305–5313 (2008).
- [65] Arnold, C., Marquier, F., Garin, M., Pardo, F., Collin, S., Bardou, N., Pelouard, J.-L. & Greffet, J.-J. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Phys. Rev. B* **86**, 035316 (2012).
- [66] Han, S. E. & Norris, D. J. Beaming thermal emission from hot metallic bull’s eyes. *Opt. Express* **18**, 4829 (2010).

-
- [67] Sorger, V. J., Oulton, R. F., Ma, R.-M. & Zhang, X. Toward integrated plasmonic circuits. *MRS Bull.* **37**, 728–738 (2012).
 - [68] Benisty, H. & Besbes, M. Plasmonic inverse rib waveguiding for tight confinement and smooth interface definition. *J. Appl. Phys.* **108**, 063108 (2010).
 - [69] López-Ríos, T., Mendoza, D., García-Vidal, F. J., Sánchez-Dehesa, J. & Pannetier, B. Surface Shape Resonances in Lamellar Metallic Gratings. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 665–668 (1998).
 - [70] Chan, D. L., Soljačić, M. & Joannopoulos, J. D. Thermal emission and design in one-dimensional periodic metallic photonic crystal slabs. *Phys. Rev. E* **74**, 016609 (2006).
 - [71] Ikeda, K., Miyazaki, H. T., Kasaya, T., Yamamoto, K., Inoue, Y., Fujimura, K., Kanakugi, T., Okada, M., Hatade, K. & Kitagawa, S. Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 021117 (2008).
 - [72] Bonod, N., Tayeb, G., Maystre, D., Enoch, S. & Popov, E. Total absorption of light by lamellar metallic gratings. *Opt. Express* **16**, 15431 (2008).
 - [73] Le Perchec, J., Quémerais, P., Barbara, A. & López-Ríos, T. Why Metallic Surfaces with Grooves a Few Nanometers Deep and Wide May Strongly Absorb Visible Light. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 066408 (2008).
 - [74] Pardo, F., Bouchon, P., Haïdar, R. & Pelouard, J.-L. Light Funneling Mechanism Explained by Magnetoelectric Interference. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 093902 (2011).
 - [75] Polyakov, A., Thompson, K. F., Dhuey, S. D., Olynick, D. L., Cabrini, S., Schuck, P. J. & Padmore, H. A. Plasmon resonance tuning in metallic nanocavities. *Sci. Rep.* **2**, (2012).
 - [76] Rinnerbauer, V., Yeng, Y. X., Chan, W. R., Senkevich, J. J., Joannopoulos, J. D., Soljačić, M. & Celanović, I. High-temperature stability and selective thermal emission of polycrystalline tantalum photonic crystals. *Opt. Express* **21**, 11482–11491 (2013).
 - [77] Yeng, Y. X., Chou, J. B., Rinnerbauer, V., Shen, Y., Kim, S.-G., Joannopoulos, J. D., Soljacic, M. & Celanović, I. Global optimization of omnidirectional wavelength selective emitters/absorbers based on dielectric-filled anti-reflection coated two-dimensional metallic photonic crystals. *Opt. Express* **22**, 21711–21718 (2014).
 - [78] Lévêque, G. & Martin, O. J. F. Tunable composite nanoparticle for plasmonics. *Opt. Lett.* **31**, 2750 (2006).
 - [79] Diem, M., Koschny, T. & Soukoulis, C. M. Wide-angle perfect absorber/thermal emitter in the terahertz regime. *Phys. Rev. B* **79**, 033101 (2009).
 - [80] Mason, J. A., Smith, S. & Wasserman, D. Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 241105 (2011).
 - [81] Chang, Y.-T., Wu, Y.-T., Lee, J.-H., Chen, H.-H., Hsueh, C.-Y., Huang, H.-F., Jiang, Y.-W., Chang, P.-E. & Lee, S.-C. Emission properties of Ag/dielectric/Ag plasmonic thermal emitter with different lattice type, hole shape, and dielectric material. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 213102 (2009).
 - [82] Tay, S., Kropachev, A., Araci, I. E., Skotheim, T., Norwood, R. A. & Peyghambarian, N. Plasmonic thermal IR emitters based on nanoamorphous carbon. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 071113 (2009).
 - [83] Puscasu, I. & Schaich, W. L. Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 233102–233102–3 (2008).
 - [84] Le Perchec, J., Desieres, Y. & Lamaestre, R. E. de. Plasmon-based photosensors comprising a very thin semiconducting region. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 181104 (2009).
 - [85] Liu, N., Mesch, M., Weiss, T., Hentschel, M. & Giessen, H. Infrared Perfect Absorber and Its Application As Plasmonic Sensor. *Nano Lett.* **10**, 2342–2348 (2010).
 - [86] Chang, P.-E., Jiang, Y.-W., Chen, H.-H., Chang, Y.-T., Wu, Y.-T., Tzuang, L. D.-C., Ye, Y.-H. & Lee, S.-C. Wavelength selective plasmonic thermal emitter by polarization utilizing Fabry-Pérot type resonances. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 073111–073111–3 (2011).
 - [87] Sakurai, A., Zhao, B. & Zhang, Z. M. Effect of polarization on dual-band infrared metamaterial emitters or absorbers. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **158**, 111–118 (2015).

- [88] Liu, X., Tyler, T., Starr, T., Starr, A. F., Jokerst, N. M. & Padilla, W. J. Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 45901 (2011).
- [89] Le Perchec, J., Desieres, Y., Rochat, N. & Lamaestre, R. E. de. Subwavelength optical absorber with an integrated photon sorter. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 113305 (2012).
- [90] Greffet, J.-J. Field theory for generalized bidirectional reflectivity: derivation of Helmholtz's reciprocity principle and Kirchhoff's law. *JOSA A* **15**, 2735–2744 (1998).
- [91] The laws of radiation and absorption; memoirs by Prévost, Stewart, Kirchhoff, and Kirchhoff and Bunsen : Brace, D. B. (De Witt Bristol), 1859-1905, ed. and tr : Free Download & Streaming. *Internet Archive*
- [92] Moharam, M. G. & Gaylord, T. K. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 811 (1981).
- [93] Hench, J. J. & Strakos, Z. The RCWA method-a case study with open questions and perspectives of algebraic computations. *Electron. Trans. Numer. Anal.* **31**, 331–357 (2008).
- [94] Palik, E. D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. (Academic Press, 2012).
- [95] Wu, C., Neuner, B., Shvets, G., John, J., Milder, A., Zollars, B. & Savoy, S. Large-area wide-angle spectrally selective plasmonic absorber. *Phys. Rev. B* **84**, 075102 (2011).
- [96] Gidon, S., Brun, M. & Nicoletti, S. Optimisation of Filament Geometry for Gas Sensor Application. in *Comsol Conf* (2010).
- [97] Soboyejo, W. O. & Srivatsan, T. S. *Advanced Structural Materials: Properties, Design Optimization, and Applications*. (CRC Press, 2006).
- [98] Cozzani, E., Roncaglia, A., Zampolli, S., Elmi, I., Mancarella, F., TAMARRI, F. & Cardinali, G. C. Material Properties Measurement and Numerical Simulation for Characterization of Ultra-Low-Power Consumption Hotplates. in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International* 1661–1664 (2007).
- [99] Pierson, H. O. *Handbook of Refractory Carbides & Nitrides: Properties, Characteristics, Processing and Apps*. (William Andrew, 1996).
- [100] Cardarelli, F. *Materials Handbook: A Concise Desktop Reference*. (Springer, 2008).
- [101] Khan, U. & Falconi, C. Temperature distribution in membrane-type micro-hot-plates with circular geometry. *Sens. Actuators B Chem.* **177**, 535–542 (2013).
- [102] Khan, U. & Falconi, C. Micro-hot-plates without simply connected hot-spots and with almost-circular temperature distribution. *Sens. Actuators B Chem.* **185**, 274–281 (2013).
- [103] Khan, U. & Falconi, C. An Accurate and Computationally Efficient Model for Membrane-Type Circular-Symmetric Micro-Hotplates. *Sensors* **14**, 7374–7393 (2014).
- [104] Saxena, G. & Paily, R. Analytical Modeling of Square Microhotplate for Gas Sensing Application. *IEEE Sens. J.* **13**, 4851–4859 (2013).
- [105] Hansen, N. The CMA evolution strategy: A tutorial. **29**, (2005).
- [106] Lassner, E. & Schubert, W.-D. *Tungsten: Properties, Chemistry, Technology of the Elements, Alloys, and Chemical Compounds*. (1999).
- [107] Brucoli, G., Bouchon, P., Haïdar, R., Besbes, M., Benisty, H. & Greffet, J.-J. High efficiency quasi-monochromatic infrared emitter. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 081101 (2014).
- [108] Serway, R. & Jewett, J. *Principles of Physics: A Calculus-Based Text*. (Cengage Learning, 2012).
- [109] Brown, S. R. Thermal emission measurement and calibration. (Massachusetts Institute of Technology, 2009).
- [110] Miyazaki, H. T., Kasaya, T., Iwanaga, M., Choi, B., Sugimoto, Y. & Sakoda, K. Dual-band infrared metasurface thermal emitter for CO₂ sensing. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 121107 (2014).

Titre : Simulation et conception de microsources infrarouges nanophotoniques pour la détection de gaz

Mots clés : membrane, MEMS, émissivité, plasmonique, capteur de gaz,

Résumé : L'utilisation de micromembranes suspendues chauffées par effet Joule comme source de rayonnement infrarouge est une piste prometteuse pour la réalisation de détecteurs de gaz compacts, basse consommation et à bas coût. Afin d'améliorer l'efficacité de ces dispositifs récemment introduits, il est nécessaire d'optimiser ceux-ci à la fois du point de vue optique et thermique.

En ajoutant des résonateurs plasmoniques frustrés sur les membranes, il est possible de modifier l'émissivité de ces dernières, afin de contrôler spectralement et angulairement le rayonnement émis. De cette façon, la puissance utile est augmentée, tandis que la consommation électrique diminue.

D'autre part, l'étude en profondeur des rôles des différents canaux thermiques conduit à relier rayon de la membrane, temps de chauffe et énergie disponible par mesure et de définir un régime optimal de fonctionnement dynamique.

Finalement les membranes sont fabriquées en salle blanche et caractérisées électriquement, optiquement et mécaniquement afin d'estimer les gains en performances. La réalisation d'un prototype de capteur de CO₂ à 4,26 μm à partir de ces sources indique des précisions de l'ordre de la vingtaine de ppm pour une consommation d'un milliwatt, en compétition favorable avec l'état de l'art mondial dans ce domaine.

Title: From simulation to design and test of infrared nanophotonic microhotplates for gas sensing applications

Keywords: membrane, MEMS, emissivity, plasmonic, gas sensor

Abstract: Joule-heated suspended microhotplates can be used as infrared sources in cheap, low-consumption spectroscopic gas sensors. To enhance the very low efficiency of first generation structures, both their thermal and optical designs have to be optimized.

The implementation of frustrated plasmonic resonators on top of the membrane grants both spectral and angular control of its emissivity. It is thus possible to make it radiate only at the frequencies absorbed by the gas under study, and in the solid angle of the detector. This leads to an increase in useful radiated power while the overall electrical consumption is decreased.

Dynamical studies of membrane heating provide welcome insight on the relationship between membrane radius, heating time and energy consumption per measurement. The existence of a compromise is demonstrated in order to maximize the radiative efficiency, and its physical interpretation is detailed.

Eventually, membranes fabricated in LETI's clean room were characterized to measure their electrical, optical and mechanical properties. The implementation of such sources in a CO₂ prototype sensor led to state-of-the-art results, with a few dozen ppm sensitivity with a power consumption of only one milliwatt.